

KERNDREIERZERFALL ALS HAUPTZERFALLSKANAL
IN DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

eingereicht beim

Fachbereich Physikalische Chemie
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

PETER VATER

aus Pößneck/Thür.

Marburg/Lahn 1976

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg

KERNDREIERZERFALL ALS HAUPTZERFALLSKANAL
IN DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

eingereicht beim

Fachbereich Physikalische Chemie
der Philipps-Universität Marburg/Lahn



vorgelegt von

PETER VATER

aus Pößneck/Thür.

Marburg/Lahn 1976

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg



Vom Fachbereich Physikalische Chemie der Philipps-Universität
Marburg/L. als Dissertation angenommen am 18.12.1976

Tag der mündlichen Prüfung: 21.12.1976

Berichterstatter: Prof. Dr. R. Brandt

Mitberichterstatter: Prof. Dr. E. Schopper

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I.	EINFÜHRUNG UND AUFGABENSTELLUNG 1
1.	Kerndreierzerfall und Schwerionenreaktionen 1
2.	Experimente mit Festkörperspurdetektoren 3
2.1	Arbeitsweise der Detektoren 3
2.2	Experimente mit Glimmer als Detektor 5
3.	Aufgabenstellung 9
II.	UNTERSUCHUNG DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$ (EXPERIMENTELLER TEIL UND UNTERSCHIEDUNG ELASTISCHE STREUUNG/KERNREAKTIONEN) 13
1.	Prinzip der für Bestrahlungen mit schweren Ionen ($Z \geq 36$, i.e. Kr, Xe, U) entwickelten 2 π -Glimmerteknik 13
2.	Durchführung des Experiments 14
3.	Auswertung der bestrahlten Proben 17
3.1	Aufsuchen und Vermessen der Mehrspurere- ignisse am Mikroskop, Berechnung der Spurlängen und Winkel 17
3.2	Targetdicke und Flußmessung 23
4.	Unterscheidung der Zweispurereignisse nach ihrer Entstehung (elastische Streuung und Kernreaktionen) 25
5.	Übersicht über die Anzahl der gefundenen Mehrspurereignisse, Kr-Ionen-Fluß 29

III.	ELASTISCHE STREUUNG (RUTHERFORD-STREUUNG) IN DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$	31
IV.	KERNREAKTIONEN IN DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$, ERGEBNISSE UND DISKUSSION	39
1.	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für binären, ternären und quarternären Zerfall	39
1.1	Wirkungsquerschnitt σ_R für alle Kern- reaktionen	42
1.2	Ternärer Zerfall	43
1.2.1	Dreispurereignisse	43
1.2.2	Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$) die durch ternären Zerfall zu erklären sind	46
1.3	Wirkungsquerschnitt σ_{BZ} für binären Zerfall	50
1.4	Wirkungsquerschnitt σ_{QZ} für quarternären Zerfall	55
1.5	Wirkungsquerschnitt σ_{TZ} für den ternären Zerfall	59
1.6	Qualitative Erklärung des ternären Zerfalls	61
1.7	Zusammenfassung der Ergebnisse und ihr Ver- gleich mit denen radiochemischer Experimente	67
2.	Zuordnung der Zwei- und Dreispurereignisse zu bestimmten Reaktionstypen	70
2.1	Reaktionstypen, die bei Schwerionenreak- tionen beobachtet werden	70

2.2	Definition der Begriffe Kernspaltung, Quasi-Spaltung und quasi-elastische Streuung für die weitere Analyse der Zwei- und Dreispurereignisse; Prinzip der Zuordnung	73
2.3	Zuordnungsschema	77
2.3.1	Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$)	79
2.3.2	Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$) und Dreispurereignisse	80
2.4	Ergebnis der Zuordnung	86
2.4.1	Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$)	86
2.4.1.1	Binärer Zerfall (BZ)	86
2.4.1.2	Ternäre quasi-elastische Streuung, TQE (2 Spuren mit $\alpha > 165^\circ$)	87
2.4.1.3	Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$), die keinem bestimmten Reaktionstyp zugeordnet werden können	89
2.4.2	Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$) und Dreispurereignisse	91
2.4.2.1	Dreispurereignisse	91
2.4.2.2	Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$)	97
2.4.3	Wirkungsquerschnitte für die drei Typen des ternären Zerfalls	100
V.	ZUSAMMENFASSUNG	106

	Seite
VI. ANHANG (IN DIESER ARBEIT BENUTZTE FORMELN UND BERECHNUNGEN)	110
1. Kinematik elastische Streuung	110
2. Berechnung des "quarter point" ($\xi_{1/4}$) und des maximalen Drehimpulses $l_{\max}$	111
3. Berechnung des theoretischen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{R,Th.}$	113
4. Berechnung von Wirkungsquerschnitten und Fehlerrechnung für $\Delta \sigma / \sigma$	114
5. Zwei-Körper-Kinematik	114
LITERATURVERZEICHNIS	117

I. EINFÜHRUNG UND AUFGABENSTELLUNG

1. Kerndreierzerfall und Schwerionenreaktionen

Nach Entdeckung der Kernspaltung durch HAHN und STRASSMANN im Jahre 1938 stellte PRESENT ¹⁾ in einer theoretischen Arbeit 1941 fest, daß aus energetischen Gründen neben der üblichen Kernspaltung in zwei Bruchstücke (binäre Kernspaltung) auch eine Kernspaltung in drei etwa gleich schwere Bruchstücke (ternäre Kernspaltung) möglich sein müßte. Diese Zerfallsart wurde 1966 durch FLEISCHER et al. ²⁾ entdeckt. In den folgenden Jahren konnte die ternäre Kernspaltung in einer Reihe von Kernreaktionen beobachtet werden: so beim Beschuß schwerer Targetkerne mit hochenergetischen Protonen, α -Teilchen oder mittelschweren Ionen wie Ar. Zur Untersuchung dieses Prozesses wurden Zählerexperimente und radiochemische Methoden benutzt, besonders bewährt haben sich aber Festkörperspurdetektoren, insbesondere Glimmer. Das gesamte Gebiet wurde von BRANDT ³⁾ in einer Übersichtsarbeit beschrieben, deshalb wird hier nur kurz auf jene Experimente eingegangen, die Festkörperspurdetektoren zur Registrierung der Spaltprodukte benutzen.

In Tab. 1 sind die Verhältnisse der Häufigkeit von ternären zu binären Ereignissen T/B (d.h. Zahl der Zweispur- zu Zahl der Dreispurereignisse) bei verschiedenen Reaktionen aufgeführt, wie sie bei einigen bisher durchgeführten Experimenten mit Festkörperspurdetektoren gefunden wurden.

Tab. 1: Typische Verhältnisse der Häufigkeit von ternärer zu binärer Kernspaltung bei verschiedenen Reaktionen

Reaktion	T/B, %	Experiment	Ref.
U+600 MeV p	$\leq 0,8$	Glimmer-Lochdet., 4π	4
U+600 MeV p	$(0,2^{+0,1})$	Glimmer, Sandwich, 4π	5
U+ 23 GeV p	$(0,48^{+0,16})$	Glimmer, Sandwich, 4π	5
U+ 23 GeV p	$\simeq (2^{+1})$	Glimmer-Lochdet., 4π	6
U+380 MeV Ar	$(1,5^{+0,1})$	Glimmer, 2π	7
Th+414 MeV Ar	$(3,3^{+0,3})$	ThSiO ₄ -Kristall, 4π	2
U+414 MeV Ar	$(2,4^{+1,0})$	Glimmer-Lochdet., 4π	8
U+540 MeV Fe	$(4,3^{+0,5})$	Glimmer, 2π	9

Man sieht, daß der Anteil der Dreispurereignisse nur einen geringen Prozentsatz ausmacht, die ternäre Kernspaltung stellt sich in diesen Reaktionen als sehr seltener Prozess dar.

Die mittlerweile in Betrieb genommenen Schwerionenbeschleuniger in aller Welt liefern beschleunigte Ionen hoher Massen und Energien (z.B. UNILAC, GSI Darmstadt: 6,8 MeV/Nukleon Uran; LINAC, Universität Manchester: 9,6 MeV/Nukleon Krypton) und bieten die Möglichkeit, eine große Zahl interessierender Kernreaktionen zu untersuchen.

Dabei zeigte sich vor allem, daß in Reaktionen mit großen Projektil- und Targetmassen anstelle der Verbundkernbildung ein neuer Prozess in den Vordergrund tritt, der zwar spaltungsähnliche Züge hat, sich aber doch von der Spaltung unterscheidet und deshalb (auch) "Quasi-Spaltung" genannt wird ¹⁰⁾. In IV.2.1 wird dieser neue Prozess im einzelnen beschrieben.

Es ist deshalb interessant, derartige Schwerionenreaktionen (z.B. mit Kr-Ionen induzierte) auch unter dem Aspekt des Kernmehrfach-"Zerfalls" zu untersuchen. Das heißt, Zwei- und Dreispurereignisse, die bei Glimmerexperimenten gefunden werden, dürfen nicht von vornherein binären bzw. ternären Zerfällen eines Verbundkernsystems zugeordnet werden. Man spricht von Kompositkern-Bildung und anschließendem (binären oder ternären) Kernzerfall, wenn der Bildungsmechanismus nicht nachgewiesenermaßen über Verbundkern-Bildung (Definition nach BOHR) geht.

2. Experimente mit Festkörperspurdetektoren

2.1 Arbeitsweise der Detektoren

FLEISCHER, PRICE und WALKER ¹¹⁾ haben wesentlich dazu beigetragen, daß Festkörperspurdetektoren in einer großen Vielzahl von Experimenten angewandt werden.

Die Funktionsweise der Detektoren ist die, daß energiereiche geladene Partikel (z.B. Spaltprodukte) das Kristall-

gefüge der Festkörper entlang ihrer Bahn derart zu stören vermögen, daß diese Gitterstörung durch Ätzen mit einem geeigneten Ätzmittel irreversibel vergrößert wird und die so entstandenen feinen Kanäle im Lichtmikroskop sichtbar werden. Dabei entstehen in jeder der vom ionisierenden Partikel durchdrungenen Gitterebene freie Kristallgitterplätze, während die aus ihrer normalen Lage verdrängten Kristallbausteine auf Zwischengitterplätze gelangen. Die solcherart gestörten Stellen sind chemisch reaktionsfähiger als der Kristall an sich, deshalb entsteht beim Ätzen ein feiner Kanal.

Es ist eine charakteristische Eigenschaft der Festkörperdetektoren, daß sie eine scharfe Registrierschwelle für ionisierende Teilchen besitzen: unterhalb der Schwelle sind sie praktisch unempfindlich, oberhalb wird jedes Teilchen einzeln registriert. Die Registrierschwelle wird mit hinreichender Genauigkeit als minimaler Energieverlust pro Längeneinheit angegeben. Sie ist eine Materialkonstante. In erster Näherung kann sie auch durch das leichteste spurerzeugende Partikel angegeben werden. Das heißt, Partikel, die leichter sind als das leichteste spurerzeugende, werden nicht registriert. Registrierschwellen einiger Detektoren zeigt Tab. 2.

Eine umfassende Darstellung der Arbeitsweise und Anwendung von Festkörperdetektoren findet sich bei FLEISCHER et al. ¹²⁾. Häufig benutzte Festkörperdetektoren sind

ThSiO₄-Kristalle ²⁾, AgCl-Kristalle ¹³⁾, Olivin-Kristalle ¹⁴⁾, verschiedene Gläser und besonders Glimmer.

Tab. 2: Registrierschwellen einiger Spurdetektoren ¹¹⁾

Detektor-Material	Zur Spurbildung erforderlicher Energieverlust der Partikel MeV mg ⁻¹ · cm ²	Leichtestes spurerzeugendes Partikel
Glimmer	~ 13	~ Si
Gläser	~ 15	~ S
Olivin	~ 20	~ Fe

2.2 Experimente mit Glimmer als Detektor

Für Experimente mit Glimmer als Detektor gibt es grundsätzlich zwei Techniken: die Spurregistrierung in 4π bzw. 2π - Geometrie.

In der 4π-Sandwichtechnik ³⁾ befindet sich das Targetmaterial (z.B. UF₄) aufgedampft auf einer dünnen Al-Folie zwischen zwei Glimmerfolien, die Al-Folie wird nach der Bestrahlung entfernt, und beide Folien werden nach dem Ätzen mit Flußsäure gleichzeitig im Mikroskop betrachtet. Mit dieser Technik wurde die Reaktion U + 23 GeV p untersucht ⁵⁾, während sie für die Untersuchung der Reaktion U + 400 MeV Ar schon nicht mehr anzuwenden ist ³⁾.

In der 4π -Lochtechnik⁸⁾ werden im Glimmer durch Beschuß mit ^{252}Cf -Spaltprodukten feine Löcher hergestellt (ca. $2\text{ }\mu\text{m } \varnothing$) und diese mit Targetmaterial gefüllt. Es werden nur die Spuren ausgewertet, die ihren Ursprung in einem Loch haben.

Beide 4π -Techniken sind für Experimente mit schweren Ionen $[Z > 18 (\text{Ar})]$ ungeeignet:

1. Würde man für ein Sandwich so dünne obere Deckblättchen herstellen können, daß die schweren Ionen ohne wesentlichen Energieverlust zum Target gelangen können, so wären sie andererseits zu dünn, um die Reaktionsprodukte in ihrer gesamten Reichweite zu registrieren.
2. Bei der 4π -Lochtechnik muß mit großer Primärionendichte bestrahlt werden, um eine befriedigende Ereignisdichte zu erreichen, denn die Löcher sind nur zu ca. 2 % ihres Volumens mit Targetmaterial gefüllt¹⁵⁾. Daher ist diese Technik nur dann anwendbar, wenn die latenten Spuren der Projektilen durch Ausheizen annihiliert werden können, ohne daß gleichzeitig alle latenten Spuren der Reaktionsprodukte ausgeheilt werden. Das ist aber nur möglich bis zu Projektilmassen von ca 56 u (Fe).

Deshalb wird für Experimente mit schweren Projektilen (Ar, Fe, etc.) die 2π -Glimmerteknik benutzt. Die Methode ist einfach: UF_4 wird auf Glimmer aufgedampft, anschließend wird mit schweren Ionen senkrecht zur Glimmeroberfläche bestrahlt.

Alle Reaktionsprodukte, die im Laborsystem nach "vorne" fliegen, können im Glimmer als Kernspuren registriert werden (2π -Geometrie), sofern ihre Masse m größer ist als 30 u (Registrierschwelle des Glimmers).

Bei den bisherigen Experimenten mit Ar- und Fe-Ionen war es möglich, die latenten Spuren dieser Ionen durch Erhitzen vor dem Ätzen partiell auszuheilen. Deshalb kann man mit großer Primärionen-Dichte bestrahlen ($\sim 10^{10}$ Ionen $\cdot$ cm⁻²) und erhält so eine hinreichend hohe Dichte an Spuren von Reaktionsprodukten. Für 540 MeV-Fe-Ionen z.B. sind die Ausheilbedingungen 1 Stunde Erhitzen bei 500° C, allerdings werden auch 30 % der Spaltproduktspuren ausgeheilt, und die Spur-längen erfahren eine Verkürzung ¹⁶⁾.

800 MeV Kr-Ionen dagegen sind nur unter solchen Bedingungen auszuheilen, bei denen auch alle Spaltproduktspuren annihiliert werden.

Es ist deshalb nötig, für die Untersuchung der Reaktionen, die mit Kr-Ionen (und schwereren) induziert werden, eine neue Technik zu entwickeln. Diese neue Technik wird in II.1 beschrieben.

Abschließend sei ein Vergleich der Experimente mit Glimmer als Detektor und radiochemischen bzw. Zählerexperimenten erlaubt.

Bei radiochemischen Experimenten werden dicke Targets verwendet. Für die Reaktionen stehen also alle Energien von der Energie der Reaktionsschwelle bis zur Energie der schweren Ionen, mit denen bestrahlt wird, zur Verfügung. Dementsprechend können Wirkungsquerschnitte nur für diesen Energiebereich angegeben werden. Die radiochemische Bestimmung von Wirkungsquerschnitten erfolgt jedoch auch für kleinste Mengen radioaktiver Nuklide mit großer Genauigkeit.

In Glimmerexperimenten dagegen ist das Target so dünn, daß praktisch die gesamte kinetische Energie der Projektile für die Reaktion zur Verfügung steht (der Energieverlust von 800 MeV Kr-Ionen in 1 mg UF_4 beträgt ca. 12 MeV).

Bei Zählerexperimenten werden meistens nur die in bestimmte Winkelbereiche emittierten Reaktionsprodukte gemessen. Oft wird ein ortsfester Detektor benutzt, während ein zweiter auf verschiedene Winkelbereiche ausgerichtet werden kann, registriert werden koinzidente Ereignisse. Durch Verwendung entsprechender Zähler können Masse und Energie der Reaktionsprodukte sehr genau gemessen werden.

Bei Glimmerexperimenten (2π -Technik) werden alle Reaktionsprodukte, die in den Raumwinkel 2π emittiert werden, registriert (natürlich nur sofern ihre Masse über der Registrierungsschwelle des Glimmers liegt). Masse und Energie der Reaktionsprodukte können allerdings nicht so genau wie in Zählerexperimenten bestimmt werden. Da die Ereignisrate bei Glimmerexperimenten meistens klein ist, sind die statisti-

schen Unsicherheiten dementsprechend groß, d.h. die Ergebnisse sind mit relativ großen Fehlern behaftet. Dafür erfordern die Bestrahlungen wenig Maschinenzeit (die Größenordnung beträgt Minuten), der experimentelle Aufwand insgesamt ist sehr gering, da im wesentlichen nur ein Lichtmikroskop benutzt wird. Viel Zeit wird für die Auswertung der Proben am Mikroskop benötigt. Es ist außerdem eine direktere Betrachtung der Reaktionen möglich, weil jedes Mehrspurereignis als "Photographie" der Reaktion aufgefaßt werden kann.

3. Aufgabenstellung

Im Hinblick auf die Produktion überschwerer Elemente ist der Wirkungsquerschnitt für Kernspaltung ein besonders interessanter Punkt, denn die Spaltung setzt definitionsgemäß eine vorherige Verbundkernbildung voraus ($z_1 + z_2$ groß). Neuere Untersuchungen ¹⁰⁾ von Reaktionen, die schwere Ionen an schweren Targetkernen induzieren, zeigen jedoch, daß der Anteil des Wirkungsquerschnitts für Verbundkernbildung am Reaktionswirkungsquerschnitt mit zunehmender Projektilmasse abnimmt.

Bisher sind Kr-induzierte Reaktionen bis zu einer kinetischen Energie der Ionen von 600 MeV (Laborsystem) mit radiochemischen und Zähler-Experimenten untersucht worden. Im Falle $\text{Kr} + \text{U}$ entspricht das 440 MeV im Schwerpunktsystem. Die berechnete

Energie der Reaktionsschwelle beträgt 335 MeV ¹⁷⁾, so daß die kinetische Energie der Projektile maximal um den Faktor 1,3 größer ist als die Energie der Reaktionsschwelle. Theoretische Modelle der Schwerionenreaktionen konnten mit den experimentellen Daten überprüft und gegebenenfalls angepaßt werden.

Der Schwerionenbeschleuniger an Manchester liefert 800 MeV Kr-Ionen. Bei der Reaktion $U + 800 \text{ MeV Kr}$ ist die kinetische Energie mit 590 MeV (im Schwerpunktsystem) um den Faktor 1,8 größer als die Energie der Reaktionsschwelle, und die Masse des (hypothetisch gebildeten) Verbundkerns ist groß. Es bietet sich deshalb die Untersuchung dieser Reaktion an.

Bei der bisher benutzten 2π -Technik konnten die latenten Spuren der Primärionen durch Erhitzen des Glimmers ausgeheilt werden. Wie vorher beschrieben, kann man die Spuren von Kr-Ionen dagegen nicht ausheilen ohne auch gleichzeitig die Spuren der Reaktionsprodukte zu annihilieren. Es ist deshalb als erstes die Entwicklung einer neuen Experimentiertechnik mit Glimmer als Detektor für die Untersuchung von Kernreaktionen, die mit sehr schweren Ionen (Kr, Xe, U) induziert werden, nötig (II.1).

Die neue Technik macht die Messung des Primärionen-Flusses möglich und gestattet damit die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten (II.3.2).

Da Dreispurereignisse jetzt nicht mehr von vornherein der ternären Kernspaltung zugeordnet werden können, wird ihre Entstehung zuerst als "Zerfall" des (Target + Projektil)-Systems (oder Komposit-Systems) in drei Zerfalls-Produkte interpretiert (IV.1) und anschließend die Einordnung in verschiedene Zerfalls-Typen versucht (IV.2).

Für die Zweispurereignisse gilt Entsprechendes.

Die Meßergebnisse werden mit denen radiochemischer Experimente verglichen.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Aufgaben:

1. Entwicklung einer neuen Experimentiertechnik mit Glimmer als Detektor (2π -Geometrie) für die Untersuchung von Kernreaktionen, die mit sehr schweren Ionen (Kr, Xe, U) induziert werden
2. Untersuchung der Reaktion $^{238}\text{U} + 800 \text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$ mit der neuen 2π -Glimmerteknik
 - 2.1 Bestimmung des Anteils ternärer Zerfalls-Prozesse an allen Kernreaktionen
 - 2.2 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für binären und ternären Zerfall
 - 2.3 Weitergehende Analyse der Zwei- und Dreispurereignisse mit dem Ziel, diese bestimmten Reaktionstypen (z.B. Spaltung) zuzuordnen.

2.4 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Reaktionstypen

2.5 Suche nach Kernzerfällen mit mehr als drei schweren Reaktionsprodukten (z.B. quaternärer Zerfall)

II. UNTERSUCHUNG DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$ (EXPERIMENTELLER TEIL UND UNTERSCHIEDUNG ELASTISCHE STREUUNG/KERNREAKTIONEN)

1. Prinzip der für Bestrahlungen mit schweren Ionen ($Z \geq 36$, i.e. Kr, Xe, U) entwickelten 2π -Glimmerteknik

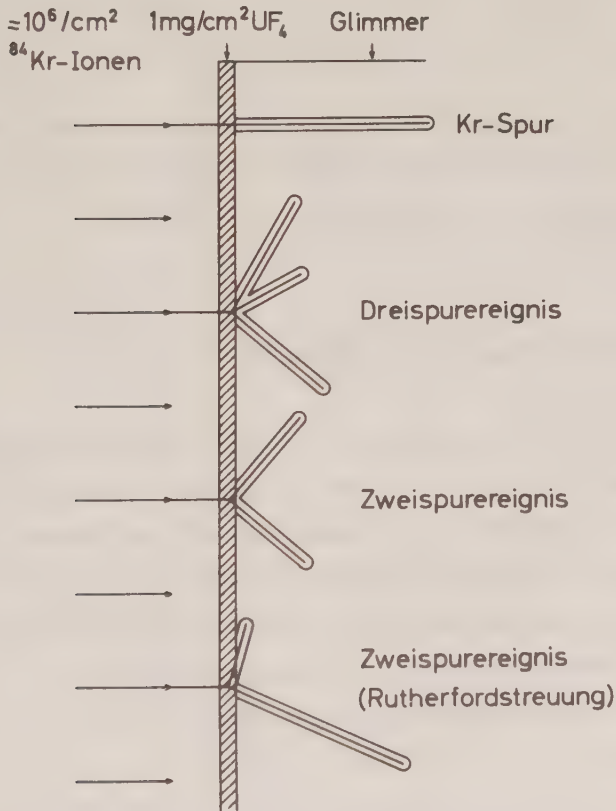


Abb. 1. Schematische Darstellung: Schnitt durch den Glimmerdetektor (2π -Geometrie) und typische zu beobachtende Ereignisse

Das Prinzip der neuen Technik besteht darin, daß die Spuren der Primärionen nicht mehr ausgeheilt, sondern mit geätzt werden. Die Bestrahlung erfolgt senkrecht zur Glimm-
oberfläche, die Spuren der Primärionen erscheinen daher nach dem Ätzen im mikroskopischen Bild als schwarze Punkte, zwischen denen die Spuren der Reaktionsprodukte noch sichtbar sein müssen. Das erfordert eine Bestrahlung mit geringer Primärionendichte (ca. $2 \cdot 10^6$ Kr-Ionen cm^{-2}).

Abb. 1 zeigt in schematischer Darstellung einen Schnitt durch den Glimmerdetektor (2π -Geometrie) und typische zu beobachtende Ereignisse.

2. Durchführung des Experiments

In natürlichem Glimmer sind oft geringe Mengen an Uran enthalten, welches im Laufe der Zeit durch Spontanspaltung zerfällt. Die Spaltprodukte erzeugen latente Spuren, die nach dem Ätzen sichtbar werden und damit einen störenden Einfluß ausüben bei der Auswertung der Spuren, die durch Kernreaktionen entstanden sind. Durch Erhitzen (ca. 1 Stunde bei 600°C) des Glimmers werden diese latenten Spuren ausgeheilt.

Den so vorbereiteten Glimmer spaltet man mindestens zweimal und gewinnt so eine ca. $100 \mu\text{m}$ dicke Folie mit sauberen Oberflächen, die weitgehend frei sind von mechanischen Verletzungen (Kratzer u.ä.). Im Vakuum wird UF_4 auf eine Fläche

aufgedampft und die Targetmenge durch Wägen der Folie vor und nach dem Aufdampfen oder durch Messung der vom Uran emittierten α -Strahlung bestimmt.

Günstige Targetdicken sind 0,5 bis 1,0 mg $\text{UF}_4 \text{ cm}^{-2}$. Geringere Dicken hätten eine zu kleine Ereignisdichte zur Folge, es müßten also zu große Flächen nach Ereignissen abgesucht werden. Größere Targetdicken dagegen würden zwar die Ereignisdichte vergrößern, hätten aber zur Folge, daß die schweren Ionen des Strahls durch Streuung im Target mehr oder weniger viel Energie verlieren, bevor sie mit dem Uran reagieren. Das würde aber den großen Vorteil der Experimente mit Glimmer aufheben, daß für die zu untersuchende Reaktion ein scharfes Energiespektrum der Ionen, mit denen bestrahlt wird, zur Verfügung steht.

Die Bestrahlung selbst erfolgt am LINAC in Manchester mit 800 MeV Kr-Ionen mit einem möglichst weit "aufgeblasenen" Strahl bei kürzest möglichen Strahlzeiten senkrecht zur Glimmeroberfläche, so daß der Ionenfluß ca. $2 \cdot 10^6$ Kr-Ionen cm^{-2} beträgt. Der geringe Ionenfluß ist erforderlich, weil bei dieser Technik die latenten Spuren der Primärionen nicht ausgeheilt, sondern ebenfalls geätzt werden. Sie erscheinen als schwarze Punkte (siehe Abb. 3) und dürfen nicht zu dicht sein, weil ja die Spuren der Reaktionsprodukte noch sichtbar und vor allem meßbar sein müssen.

Da solch geringe Ionenflüsse am Beschleuniger nur schwer einzustellen sind, werden vor der eigentlichen Bestrahlung

Testbestrahlungen durchgeführt, die Testfolien schnell getätzt und unter dem Mikroskop visuell begutachtet. Aufgrund des visuellen Eindrucks kann der Beschleuniger entsprechend nachgeregelt werden (Abb. 2 zeigt den Targethalter und die Einschleusvorrichtung ins Strahlrohr am LINAC, Manchester).

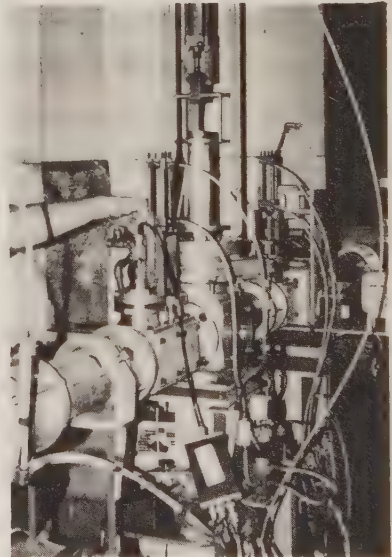
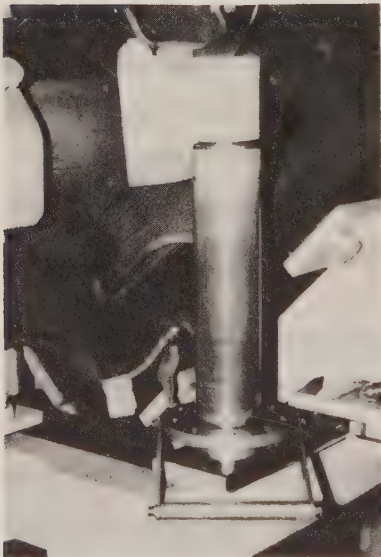


Abb. 2. Targethalter und Einschleusvorrichtung in das Strahlrohr am LINAC, Manchester

Nach der Bestrahlung wird das UF_4 mit HNO_3 abgelöst. Es wird nicht ausgeheilt. Das Ätzen der bestrahlten Proben erfolgt 8 Minuten mit 48 % HF bei Zimmertemperatur.

Bei der Herstellung des mikroskopischen Objekts wird zwischen Objektträger und Glimmerfolie ein Mikrofilm mit numeriertem Raster angebracht, der zur Orientierung auf der Glimmerfolie dient ¹⁵⁾. Außerdem ist die Verwendung eines Deckglases notwendig.

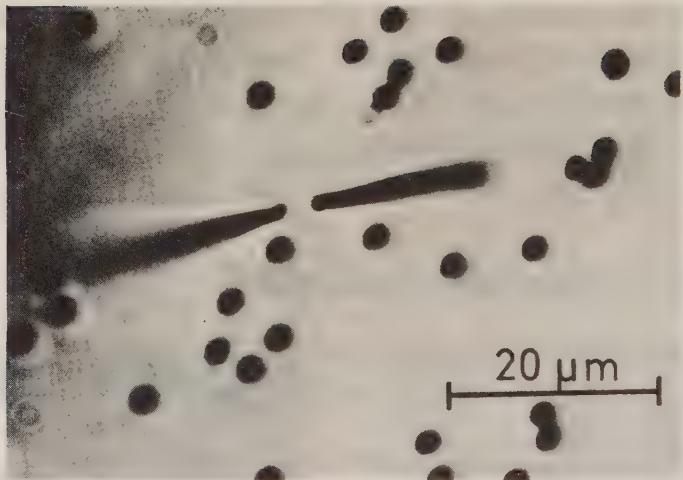
3. Auswertung der bestrahlten Proben

3.1 Aufsuchen und Vermessen der Mehrspurereignisse am Mikroskop, Berechnung der Spurlängen und Winkel

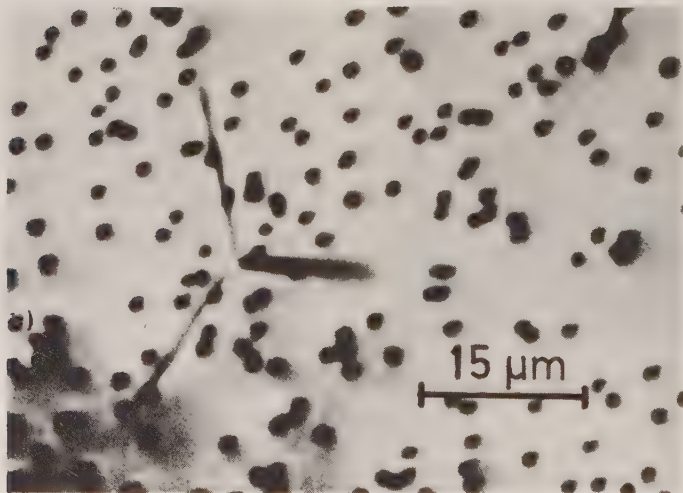
Die Untersuchung der Glimmerfolie erfolgt mit einem Lichtmikroskop (Orthoplan, Leitz, Wetzlar) im Hellfeld-Durchlichtverfahren (Vergrößerung: 320x).

Abb. 3 sind Mikrophotos typischer Ereignisse: die Spuren der Reaktionsprodukte heben sich deutlich von den Einschüssen der Kr-Ionen (schwarze Punkte) ab. Es ist deutlich zu sehen, daß an der Stelle, an der die Spuren ihren gemeinsamen Ursprung haben, kein Kr-Einschuß vorhanden ist. Das zeigt, daß das Kr-Ion bei der Kernreaktion "verbraucht" wurde. Das heißt, in der Targetschicht reagiert Kr mit U, und nur die Reaktionsprodukte hinterlassen Spuren im Glimmer.

Im ersten Schritt der Auswertung werden die Folien nach Zwei- und Mehrspurereignissen abgesucht und die gefundenen Ereignisse registriert. Dabei ist es zweckmäßig, etwas unterhalb der Glimmeroberfläche zu fokussieren. In dieser



a)



b)

Abb. 3. Mikrophotographien von Mehrspurereignissen in den Reaktionen $U + 540 \text{ MeV Kr}$ (b), $U + 800 \text{ MeV Kr}$ (a,c) und $U + 1080 \text{ MeV Xe}$ (d)

a) Zweispurereignis

b) Dreispurereignis

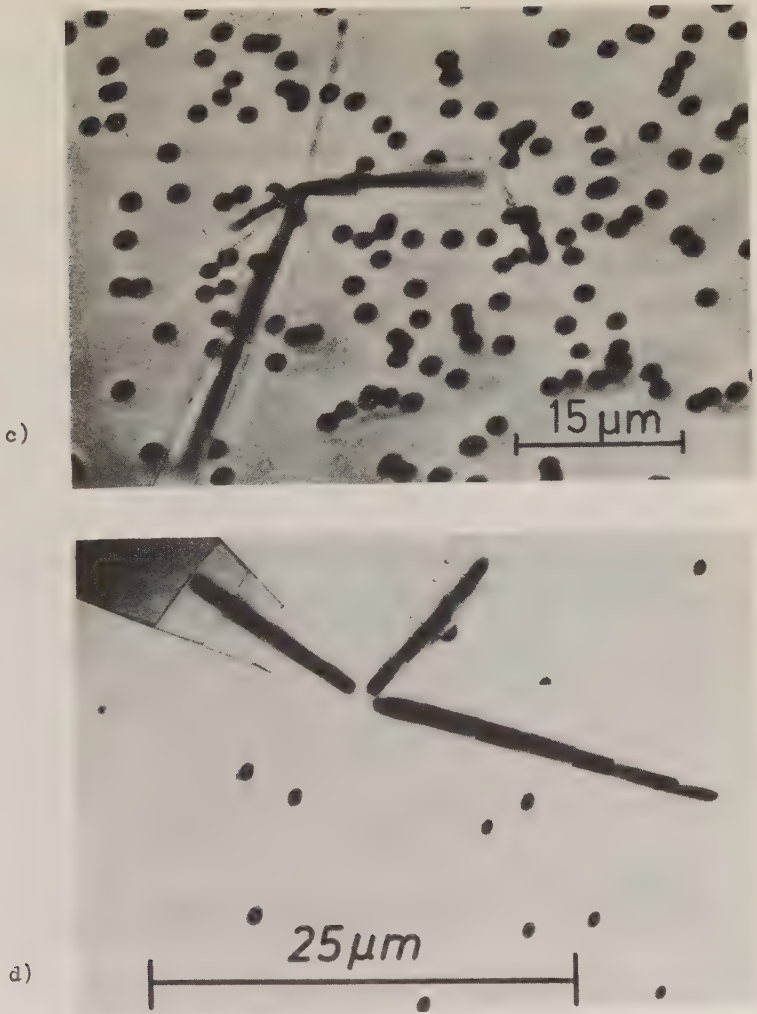


Abb. 3. c) Erste Beobachtung eines Vierspurereignisses (Q_{DIR}) (Zusammengesetzt aus Photos, bei denen auf die Glimmoberfläche bzw. etwas unterhalb fokussiert wurde)
d) Dreispurereignis, das dem quarternären Zerfall zugeordnet wird (Q_{IND}) (Aufnahme: H.-J. Becker; gleiche Aufnahmetechnik wie in c)

Einstellung werden die Kr-Einschüsse unscharf abgebildet, während die schräg verlaufenden Spuren partiell scharf abgebildet und damit besser sichtbar werden.

Für die Vermessung der Ereignisse werden die Spuren zunächst mittels einer Zeicheneinrichtung am Mikroskop auf Papier aufgezeichnet ¹⁶⁾. (Die Zeicheneinrichtung projiziert die Papierebene in den Strahlengang des Mikroskops, so daß das mikroskopische Bild und die Zeichnung gleichzeitig im Okular sichtbar sind.)

Auf dem Papier werden die Längen der gezeichneten Spuren mit dem Lineal gemessen, und durch Multiplizieren mit einem Eichfaktor erhält man die projizierte Länge l_p der Spuren. Die projizierten Winkel α in der Beobachtungsebene (senkrecht zum Strahl) werden ebenfalls auf der Zeichnung mit einem Winkelmesser gemessen.

Die Eindringtiefe T der Spuren wird mit einem Meßtaster (Metro 1010, Dr. Heidenhain, Traunreut) bestimmt, der die Bewegung des Objektisches mißt und dessen jeweilige Lage digital anzeigt. (Abb. 4 zeigt die Anbringung des Meßtasters am Mikroskop.) Das heißt, es wird auf die Glimm-
oberfläche fokussiert, die Anzeige auf "Null" gestellt, dann auf das Ende der Spur fokussiert, und in der Anzeige erscheint die Tiefe der Spur in μm . Voraussetzung dafür ist jedoch, daß das Medium zwischen Deckglas und Frontlinse des Objektivs den gleichen Brechungsindex für Licht

besitzt wie der Glimmer selbst. Das wird durch die Verwendung von Öl-Immersionen erreicht.

Die Meßgenauigkeit für α , l_p und T beträgt:

$$\Delta\alpha \approx \pm 5^\circ, \Delta l_p \approx \pm 1 \mu\text{m}, \Delta T \approx \pm 1 \mu\text{m}.$$

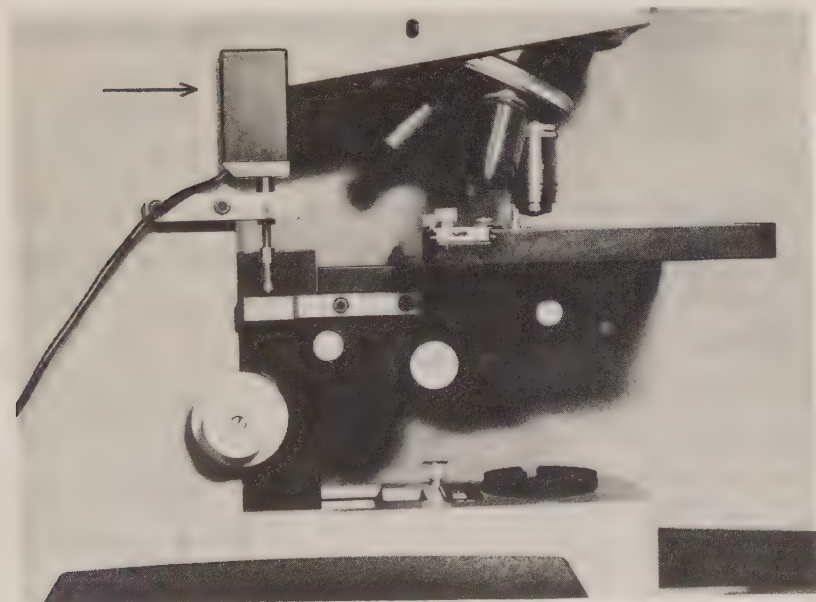


Abb. 4. Meßtaster für Tiefenmessung am Mikroskop

Mit den so gemessenen Werten (Projizierter Winkel α zwischen den Spuren, projizierte Spurlängen l_p und Eindringtiefe T der Spuren) können die wahren Spurlängen (l) und die Winkel im Raum zwischen den Spuren (β) bzw. zwischen

Spur und Strahlrichtung (ξ) berechnet werden. In Abb. 5 sind für ein Zweispurereignis schematisch die gemessenen und berechneten Größen dargestellt.

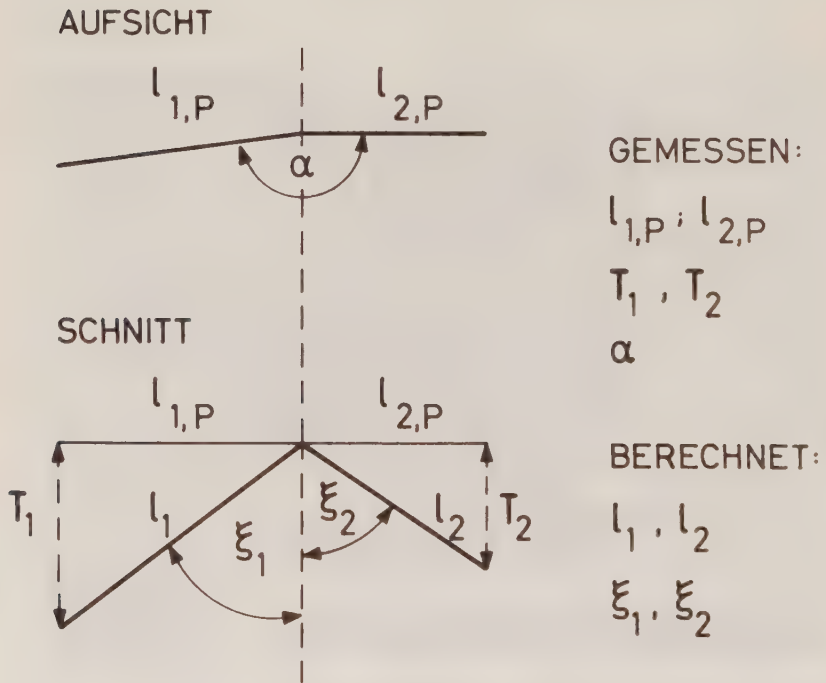


Abb. 5. Schematische Darstellung: Gemessene und berechnete Größen (Zweispurereignis)

Meßgenauigkeit: $\Delta \alpha \simeq \pm 5^\circ$, $\Delta l_P \simeq \pm 1 \mu\text{m}$, $\Delta T \simeq \pm 1 \mu\text{m}$
 (Bezeichnungen siehe Text)

Die Verteilungen der gemessenen Spurlängen und Winkel werden interpretiert und damit Rückschlüsse auf die Entstehungsart der Zwei- oder Dreispurereignisse gezogen. Für diese Analyse stehen nunmehr auch die Spurlängen (der einzelnen Ereignisse) selbst zur Verfügung, denn die Spuren werden in ihrer ursprünglichen Länge geätzt (weil nicht ausgeheilt wird), und die Reichweite der Reaktionsprodukte in Glimmer ist eine Funktion deren kinetischer Energie.

3.2 Targetdicke und Flußmessung

Die Targetdicke wird durch Wägen der Glimmerfolie vor und nach dem Aufdampfen des UF_4 bestimmt. Das ist hinreichend genau, wie ein Vergleich mit der Bestimmung der Targetdicke durch Messen der vom Uran emittierten α -Strahlung ergab. Es wird angenommen, daß das UF_4 auf der ganzen Fläche gleichverteilt ist. Für die spätere Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird ein Fehler von $\pm 10\%$ in der Messung der Targetdicke angenommen.

Die Flußmessung erfolgt mit hoher Genauigkeit, weil die Kr-Löcher einzeln ausgezählt werden können. Allerdings ist das Verfahren etwas mühsam, wenn es visuell durchgeführt wird. Mit Hilfe der Zeicheneinrichtung wird ein quadratisches Meßfeld in den Strahlengang des Mikroskops eingespiegelt und die Kr-Löcher in dem Feld gezählt. Dabei werden auf der ganzen Folie Stichproben entnommen. Abb. 6 zeigt schematisch die Stellen, an denen stichprobenartig die Zählung der Kr-Einschüsse vorgenommen wird.

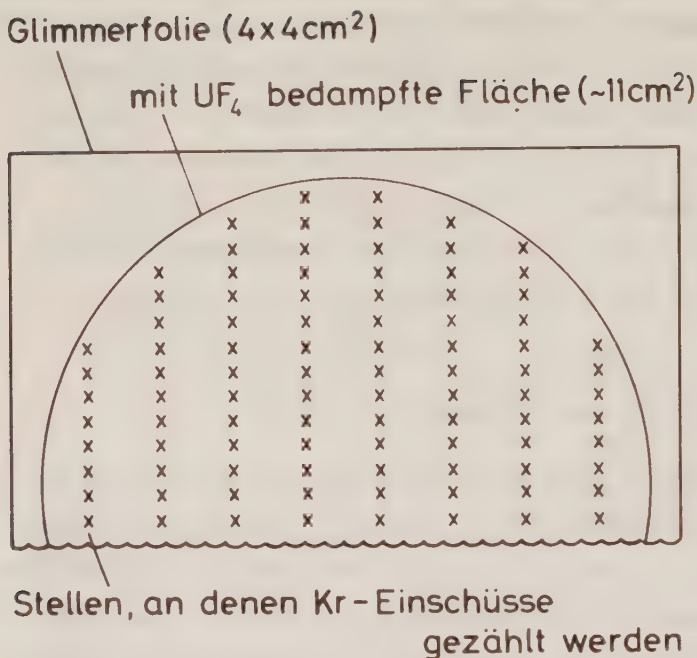


Abb. 6. Stichprobenartige Zählung der Kr-Einschüsse

An jeder Stelle (pro Glimmerfolie ca. 220) erfolgen 5 unabhängige Zählungen der Kr-Einschüsse pro Meßfeld. Die Kantenlänge des Meßfeldes beträgt ca. $40 \mu\text{m}$. Die Zahl der Löcher pro Meßfeld wird gemittelt und auf die Zahl der Löcher pro cm^2 umgerechnet.

Auf diese Weise werden ca. 1,2 % aller Kr-Einschüsse gezählt. Als Test für die Genauigkeit des Verfahrens wurde auf der Probe I der Fluß durch 2 Messungen mit 2 verschie-

denen Meßfeldgrößen an den gleichen Stellen durchgeführt.
Das Ergebnis zeigt Tab. 3.

Tab. 3: Bestimmung des Kr-Ionen-Flusses auf der Probe I
durch 2 Messungen mit verschiedenen Meßfeldgrößen

	1. Messung	2. Messung
Größe des Meßfeldes/ μm^2	1203	1975
Kr-Löcher gezählt	25152	42455
Zahl der Messungen	229 x 5	232 x 5
Kr-Löcher pro Feld	21,97	36,6
Kr-Löcher pro cm^2	$1,83 \cdot 10^6$	$1,85 \cdot 10^6$

Die beiden Messungen weichen nur wenig voneinander ab. Für die spätere Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird für den Kr-Ionen-Fluß wegen möglicher Inhomogenitäten der Flußverteilung auf der Targetfläche ein Fehler von $\pm 10\%$ angenommen.

4. Unterscheidung der Zweispurereignisse nach ihrer Entstehung (elastische Streuung und Kernreaktionen)

Ursache der Zweispurereignisse sind zwei völlig verschiedene Prozesse. Zum einen Kernwechselwirkung, zum anderen

elastische Streuung (Rutherford-Streuung) der Kr-Ionen am Uran.

Ein typisches Zweispurereignis, das durch elastische Streuung entstanden ist, ist in Abb. 1 (unten) schematisch dargestellt. Die lange steile Spur gehört zum gestreuten Kr-Ion, die kurze flache zum U-Rückstoßkern.

Es ist möglich, jedes der Zweispurereignisse in eine der beiden Klassen einzuordnen ¹⁸⁾.

Mit der 2-Körper-Kinematik der elastischen Streuung (VI.1) werden bei vorgegebenem Streuwinkel ξ_{Kr} (Spur/Strahlrichtung) des Kr-Ions eindeutig der Streuwinkel ξ_U (Spur/Strahlrichtung) des U-Kernes sowie beide kinetische Energien im Laborsystem berechnet. Aus Energie-Reichweite-Tabellen ¹⁹⁾ lassen sich die von der Energie abhängigen Spurlängen von Kr und U im Glimmer angeben.

Jedes Zweispurereignis wird einzeln vermessen, und jene, welche die folgenden Bedingungen erfüllen, werden der Klasse der durch elastische Streuung entstandenen Ereignisse zugeordnet:

- a) Der projizierte Winkel α zwischen den Spuren in der Beobachtungsebene senkrecht zum Strahl muß $\alpha \geq 170^\circ$ sein (Bedingung 2.1, Tab. 10).
- b) Für einen gemessenen Winkel ξ_{Kr} (Spur/Strahlrichtung) der (langen) Spur des Kr-Ions wird der Winkel ξ_U (Spur/Strahlrichtung) der (kurzen) Spur des U-Rückstoß-Ions

mit Hilfe der Kinematik berechnet und mit dem gemessenen Winkel ξ_U verglichen.

Für die Spurlängen l_U (bzw. nach Umrechnung die Energie E_U) der kurzen Spur gilt, ausgehend vom gemessenen Winkel ξ_{Kr} , Entsprechendes.

Ein Ereignis wird der elastischen Streuung zugeordnet, wenn die gemessenen Werte innerhalb der Fehlergrenzen

- ba) $\Delta E_U = \pm 50 \%$ und $\Delta \xi_U = \pm 15 \%$ (für $\xi_{Kr} < 30^\circ$) bzw.
bb) $\Delta E_U = \pm 15 \%$ und $\Delta \xi_U = \pm 10 \%$ (für $\xi_{Kr} \geq 30^\circ$)

mit den für elastische Streuung berechneten Daten übereinstimmen (Bedingung 2.2, Tab. 10).

Bei der Festlegung dieser Bedingungen wurden folgende experimentellen Gegebenheiten berücksichtigt:

Für den projizierten Winkel α zwischen den Spuren wird $\alpha \geq 170^\circ$ gefordert, weil die Meßgenauigkeit $\simeq 5^\circ$ ist und es zu Sekundärstreuungen an Glimmerbausteinen kommen kann (was auch beobachtet wird).

Die Winkelmessung sehr kurzer flacher Spuren (d.h. hier der U-Spuren) ist ungenau, da deren Eindringtiefe im Glimmer mit $1 - 2 \mu\text{m}$ von der gleichen Größenordnung ist wie der Meßfehler. Sehr flache U-Spuren sind mit steilen Kr-Spuren (ξ_{Kr} ist klein) korreliert, deshalb werden für die beiden ξ_{Kr} -Bereiche ($\xi_{Kr} < 30^\circ$ und $\xi_{Kr} \geq 30^\circ$) unterschiedliche Fehlergrenzen zugelassen.

Außerdem geben die nach NORTHCLIFF und SCHILLING¹⁹⁾ berechneten Energie-Reichweite-Beziehungen zu große Reichweiten an, weshalb im Bereich $\xi_{Kr} \geq 30^\circ$ mit $-30\% < \Delta E_U < +15\%$ unterschiedliche Fehlergrenzen gewählt werden.

In den Energie-Reichweite-Tabellen wird die Reichweite in $\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ angegeben. Dieser Wert wird mit Hilfe der spezifischen Dichte ρ des jeweiligen Materials, in dem die Reichweite gemessen wird, auf die Reichweite in μm umgerechnet. In der hier vorgelegten Arbeit werden alle Reichweiten in Glimmer mit $\rho = 2,9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ für Glimmer berechnet.

Da die beiden Folien, auf denen die durch elastische Streuung entstandenen Zweispurereignisse gemessen wurden, stellenweise etwas zu dünn waren, weshalb die energiereichsten Kr-Ionen auf der Rückseite der Folien wieder heraustraten, wird (nur bei diesen beiden Folien) für die Kr-Spur gefordert, daß $l_{Kr} > 40 \mu\text{m}$ ist. Da jedoch die Spurlänge keinen Einfluß auf den Winkel zwischen Spur und Strahlrichtung hat, fällt dieser stellenweise auftretende Effekt der Spurverkürzung bei der Erkennung der durch elastische Streuung entstandenen Zweispurereignisse nicht ins Gewicht.

5. Übersicht über die Anzahl der gefundenen Mehrspurer-
ereignisse, Kr-Ionen-Fluß

Tab. 4: Anzahl der beobachteten Ereignisse und Ergebnisse
der Flußmessung für die 5 untersuchten Proben
(*: Auf dieser Probe wurden die entsprechenden
Ereignisse nicht gezählt)

Probe Nr.	Zweisp. Ereign. (el. Str.)	Zweisp. Ereign. (Kern- reak.)	Dreisp. Ereign.	Viersp. Ereign.	Kr-Ionenfluß ./. 10^6 cm^{-2}
I	185	79	14	0	1,83
II	206	83	14	0	2,09
III	*	90	20	0	1,92
IV	*	137	23	0	2,5
V	*	*	27	1	5,82
	391	389	98	1	

Die durch elastische Streuung entstandenen Zweispurereig-
nisse wurden auf den Proben I und II gemessen. Bei den
Proben III und IV erfolgte die Zuordnung der Zweispurer-
ereignisse nach visueller Beurteilung. Wo diese nicht ein-
deutig durchzuführen war, wurde das Ereignis genau vermes-
sen. Erfüllte ein solches Ereignis die Bedingungen für die
Zuordnung zur elastischen Streuung, so wurde es im folgenden

außer acht gelassen. Auf der Probe V wurden keine Zweispurereignisse vermessen, weil die etwas zu große Kr-Ionen-Dichte oft Schwierigkeiten bei der Messung verursachte.

In Tab. 4 ist die Anzahl der beobachteten Mehrspurereignisse aufgeführt.

Die 389 durch Kernreaktionen entstandenen Zweispurereignisse sowie die Drei- und Vierspurereignisse werden weiter unten behandelt (IV).

III. ELASTISCHE STREUUNG (RUTHERFORD-STREUUNG) IN DER REAKTION U + 800 MeV Kr

391 Zweispurereignisse der Proben I und II erfüllen die Bedingungen 2.1 und 2.2 (Tab. 10), sie sind also durch elastische Streuung der Kr-Ionen an U-Kernen des Targets entstanden.

Während in einer früheren Publikation ¹⁸⁾ vermerkt wurde, daß die Zuordnung für ca. 3 % der Zweispurereignisse nicht eindeutig ist, wird hier keine Zahl unsicherer Ereignisse angegeben, da aufgrund der entsprechenden Definition jedes Zweispurereignis in eine der beiden Klassen (elastische Streuung oder Kernreaktion) einzuordnen ist.

Streuung am Fluor des Targets wird nicht als Zweispurereignis beobachtet, weil die Fluor-Masse unterhalb der Registrierungsschwelle des Glimmers liegt.

In Abb. 7 bzw. Abb. 8 sind die Verteilungen der Spurlängen l bzw. Winkel ξ (Spur/Strahl) der durch elastische Streuung entstandenen Zweispurereignisse dargestellt. In allen Fällen gruppieren sich die Meßwerte recht scharf um die für elastische Streuung erwarteten Werte.

In Abb. 8 (Winkel ξ zwischen Spur und Strahlrichtung) fehlen solche Ereignisse, bei denen nach der RUTHERFORD'schen Streuformel kleine Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der gestreuten Kr-Ionen und dementsprechend große Winkel ξ_U (Spur/Strahlrichtung) nahe 90° der rückgestoßenen U-Kerne zu er-

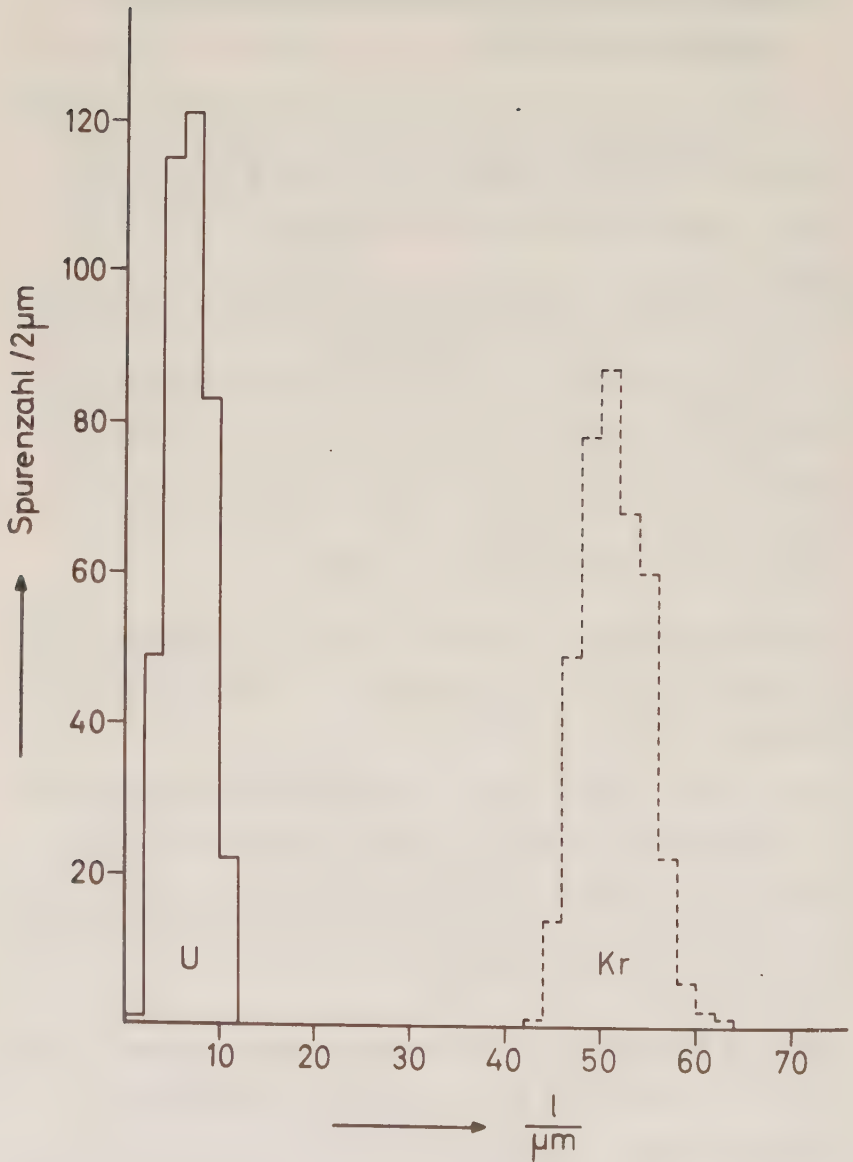


Abb. 7. Elastische Streuung:
Verteilung der Spurlängen l

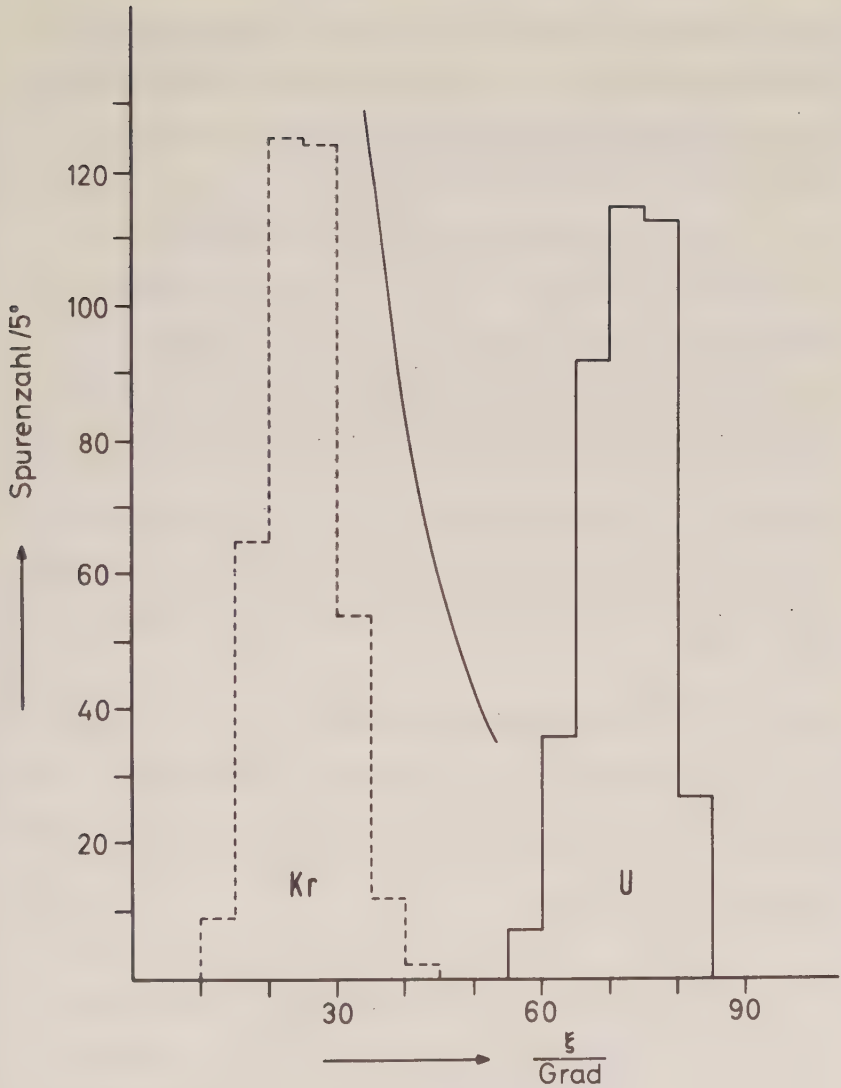


Abb. 8. Elastische Streuung:
Verteilung der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)
Eingezeichnet ist auch der theoretische Verlauf für
 ξ_{Kr} , der sich aus der Rutherford'schen Streuformel
ergibt (siehe Text)

warten wären (Der theoretische Verlauf der Kurve für die gestreuten Kr-Ionen, wie er sich aus dem berechneten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Ruth.}}$ für elastische Streuung ergibt, ist ebenfalls in Abb. 8 eingezeichnet).

Das hat zwei Gründe: Extrem flache latente Spuren der U-Rückstoßkerne, d.h. Spuren, deren ξ_{U} (Spur/Strahlrichtung) nahezu 90° ist, werden weggeätzt, weil beim Ätzen ein Teil der Oberfläche aufgelöst wird. Außerdem werden überhaupt nur solche Partikel als Spur registriert, die unter einem kleineren als dem kritischen Winkel $\xi_{\text{Krit.}}$ in den Glimmer eintreten. Der kritische Winkel $\xi_{\text{Krit.}}$ ist der größte Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung), bei dem ein Partikel eine beobachtbare Spur erzeugt. Für Glimmer wurde er mit $\xi_{\text{Krit.}} \approx 85^\circ$ gemessen ²⁰⁾.

Deshalb verbleiben die steilen Kr-Spuren, die zu solchen Streuereignissen gehören, bei denen der U-Rückstoßkern nicht als Spur registriert wurde, als Einzelspuren. Sie werden nicht weiter beachtet. Analoge Betrachtungen gelten auch für Abb. 7 (Spurlängen).

Für die Zweispurereignisse, die durch elastische Streuung entstanden sind, ist in Tab. 5 ein Vergleich der gemessenen Mittelwerte für Winkel und Spurlängen mit den theoretisch zu erwartenden Werten dargestellt. Dabei wird ausgegangen vom mittleren gemessenen Winkel ξ_{Kr} zwischen gestreuten Kr-Ionen und der Strahlrichtung. Aufgeführt ist einmal der daraus resultierende theoretische Wert für den zugehörigen

Winkel ξ_U zwischen dem U-Rückstoßion und der Strahlrichtung, zum anderen der gemessene mittlere Winkel $\overline{\xi_U}$ zwischen U und der Strahlrichtung sowie die zu diesen Winkeln gehörenden Energien und die daraus resultierenden theoretischen und die mittleren gemessenen Spurlängen.

Tab. 5: Elastische Streuung: Vergleich gemittelter Meßwerte mit theoretisch zu erwartenden Werten für die Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen 1

1) siehe VI.1

2) siehe VI.2

3) Für die Fehler siehe II.4

Parameter	Messung	Theorie ¹⁾
Winkel	$\overline{\xi_{Kr}} = (23,8 \pm 3)^\circ$	vorgegeben
Winkel	$\overline{\xi_U} = (71,1 \pm 10)^\circ$ ³⁾	$\xi_U = 74,0^\circ$
Energie	$\overline{E_U} = (36,4 \pm 18) \text{ MeV}$ ³⁾	$E_U = 47,4 \text{ MeV}$
Spurlänge	$\overline{l_U} = (5,6 \pm 3) \mu\text{m}$ ³⁾	$l_U = 6,7 \mu\text{m}$
$\xi_{1/4}$ ²⁾	$\xi_{1/4} = (33,8 \pm 1,7)^\circ$	$\xi_{1/4} = 33,1^\circ$

Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten, womit die Einordnung der 391 Zweispurereignisse in die Klasse der durch elastische Streuung hervorgerufenen Ereignisse plausibel erscheint.

Einen zusätzlichen Hinweis dafür liefert ein Vergleich zwischen dem gemessenen und berechneten "quarter point" ($\xi_{1/4}$).

Der "quarter point" hat folgende Bedeutung: Für kleine Winkel ξ_{Kr} (Spur/Strahl) der gering gestreuten Kr-Ionen stimmen der nach der RUTHERFORD'schen Streuformel berechnete Wirkungsquerschnitt $\sigma_{Ruth.}$ für elastische Streuung und der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_{exp.}$ für elastische Streuung überein. Wenn ein Kr-Ion unter großem Winkel gestreut werden soll, muß der Abstand, unter dem es am U-Kern vorbeifliegt, so klein sein, daß es zu Kernreaktionen kommen kann. Deshalb wird für größere Winkel ξ_{Kr} beobachtet, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{exp.}$) für elastische Streuung kleiner ist als der berechnete ($\sigma_{Ruth.}$).

Der "quarter point" ($\xi_{1/4}$) ist nun per Definition jener Winkel ξ_{Kr} , für den das Verhältnis $\sigma_{exp.}/\sigma_{Ruth.} = 0,25$ beträgt. FRAHN²¹⁾ hat gezeigt, wie $\xi_{1/4}$ berechnet werden kann (siehe VI.2).

Experimentell wird $\xi_{1/4}$ aus der gemessenen Verteilung der Winkel ξ_{Kr} (Spur/Strahlrichtung) der elastisch gestreuten Kr-Ionen hier wie folgt bestimmt: Für Intervalle von $\xi_{Kr} = 2,5^\circ$ werden $\sigma_{exp.}$ aus dem Experiment und $\sigma_{Ruth.}$ durch Rechnung bestimmt und das Verhältnis $\sigma_{exp.}/\sigma_{Ruth.}$ gegen ξ_{Kr} aufgetragen. Für $\xi_{Kr} > 27,5^\circ$ (aus den oben genannten Gründen werden Streuevents mit kleinerem ξ_{Kr} nur teilweise registriert) wird durch die Meßpunkte (mit der Anpassung

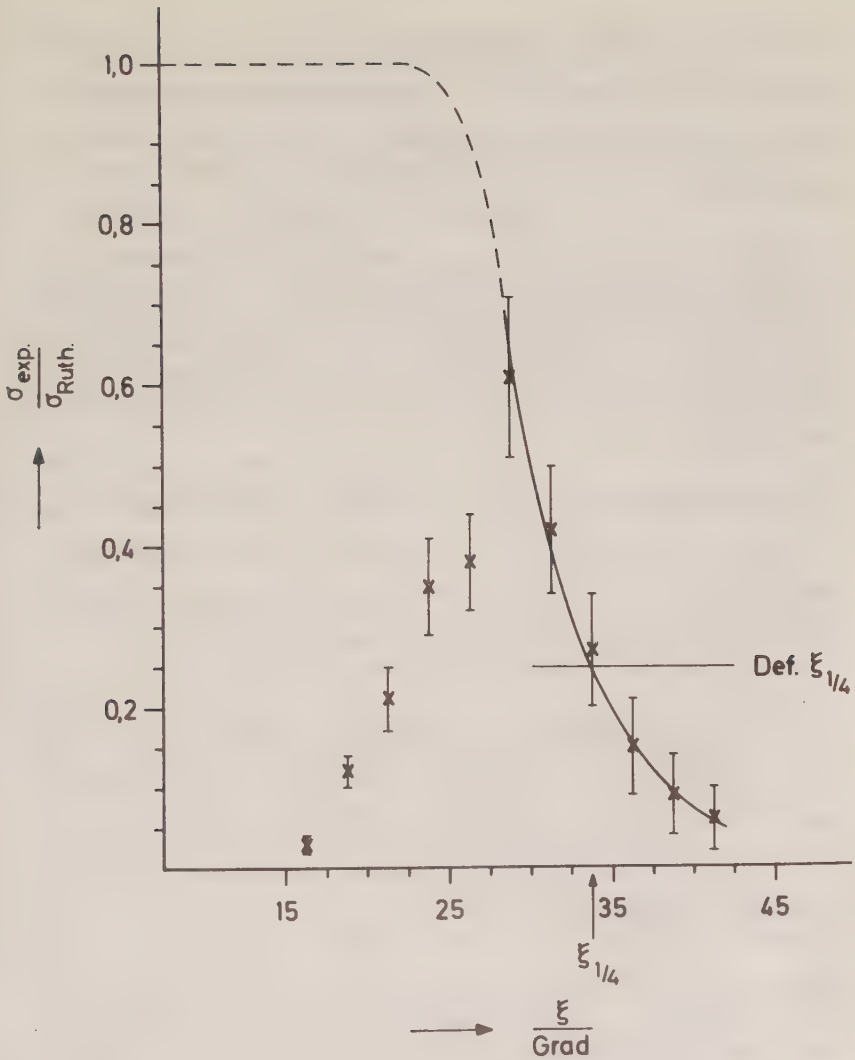


Abb. 9. Bestimmung des "quarter point" ($\xi_{1/4}$) aus den gemessenen und berechneten partiellen Wirkungsquerschnitten für elastische Streuung
Gestrichelt: Erwarteter Verlauf von $\sigma_{\text{exp.}} / \sigma_{\text{Ruth.}}$, siehe Text

$y = 162,4 \cdot e^{-0,19 x}$, Bestimmtheitsmaß $r^2 = 1$) eine Kurve gelegt. Der Abszissenwert, an dem die Kurve den Ordinatenwert 0,25 hat, ist der experimentell bestimmte "quarter-point" $\xi_{1/4}$.

In Abb. 9 ist $\sigma_{\text{exp.}} / \sigma_{\text{Ruth.}}$ gegen ξ_{Kr} aufgetragen. Der erwartete Wert bei kleineren Winkeln ξ_{Kr} ist gestrichelt dargestellt. In diesem Winkelbereich werden, wie oben dargestellt, nicht alle Streuereignisse als Zweispurereignisse registriert.

Der gemessene Wert von $\xi_{1/4} = (33,75 \pm 1,7)^\circ$ stimmt gut mit dem für die Reaktion $U + 800 \text{ MeV Kr}$ in VI.2 berechneten $(33,1^\circ)$ überein. Die 391 Zweispurereignisse wurden also mit Recht der elastischen Streuung zugeordnet.

Die soeben durchgeführten Vergleiche gemessener und berechneter Werte zeigen, daß sich mit der hier beschriebenen Technik Ereignisse voneinander unterscheiden lassen, die einerseits von elastischer Streuung, andererseits von Kernreaktionen herrühren.

In Abb. 10 und 11 sind die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) aller durch Kernreaktionen entstandenen Zwei-, Drei- und Vierspurereignisse dargestellt. Diese Ereignisse werden im folgenden weiter behandelt.

IV. KERNREAKTIONEN IN DER REAKTION $U + 800 \text{ MeV Kr}$, ERGEBNISSE UND DISKUSSION

1. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für binären, ternären und quarternären Zerfall

Nachdem die durch elastische Streuung entstandenen Zweispurereignisse erkannt und somit separiert werden konnten, erfolgt nunmehr die Untersuchung derjenigen Ereignisse, die durch Kernreaktionen entstanden sein müssen. Sie erstreckt sich bezüglich der Dreispurereignisse über 5 Proben (Nr. I bis V), die Zweispurereignisse wurden auf 4 Proben (Nr. I bis IV) gemessen.

Für jede einzelne Probe werden die jeweiligen Wirkungsquerschnitte σ berechnet (siehe VI.4). Der Fehler $\Delta\sigma$ setzt sich zusammen aus dem Fehler der Ereignisrate (der absolute Fehler dafür ist die Quadratwurzel der Ereignisrate, statistischer Fehler), sowie den Fehlern in der Targetdicke und Flußmessung (wie in II.3.2 angegeben, wird dafür ein relativer Fehler von je $\pm 10 \%$ angenommen). Bei diesem sehr "direkten" Experiment finden sich keine Anzeichen für systematische Fehler, die größer sind als der statistische Fehler. Sodann wird der gewichtete Mittelwert gebildet ²²⁾.

Wie in I.1 angedeutet, geht der Bildungsmechanismus des (Target + Projektil) -Systems nicht notwendigerweise über Verbundkernbildung. Deshalb wird zunächst von "Zerfall" dieses Systems in Zerfalls-Produkte gesprochen, nicht aber von

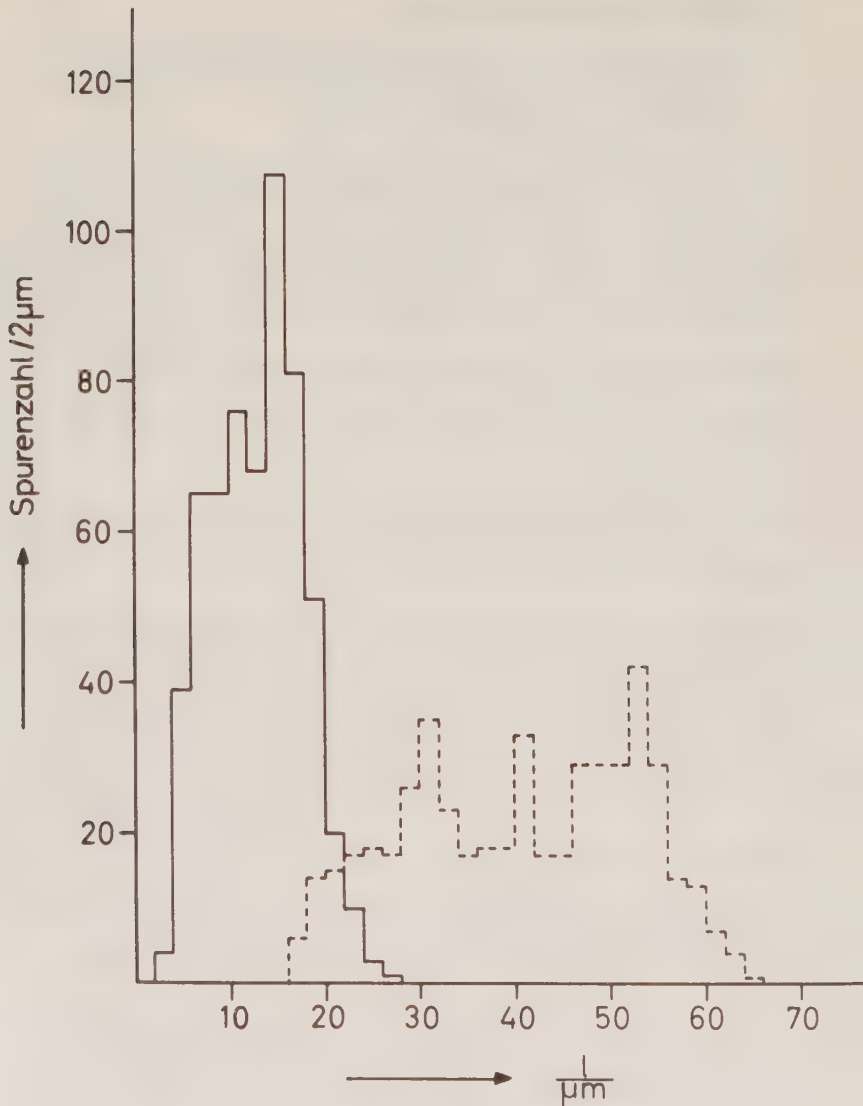


Abb. 10. Kernreaktionen (Zwei-, Drei-, Vierspurereignisse):
Verteilung der Spurlängen l
Gestrichelt: jeweils längste Spur der Ereignisse

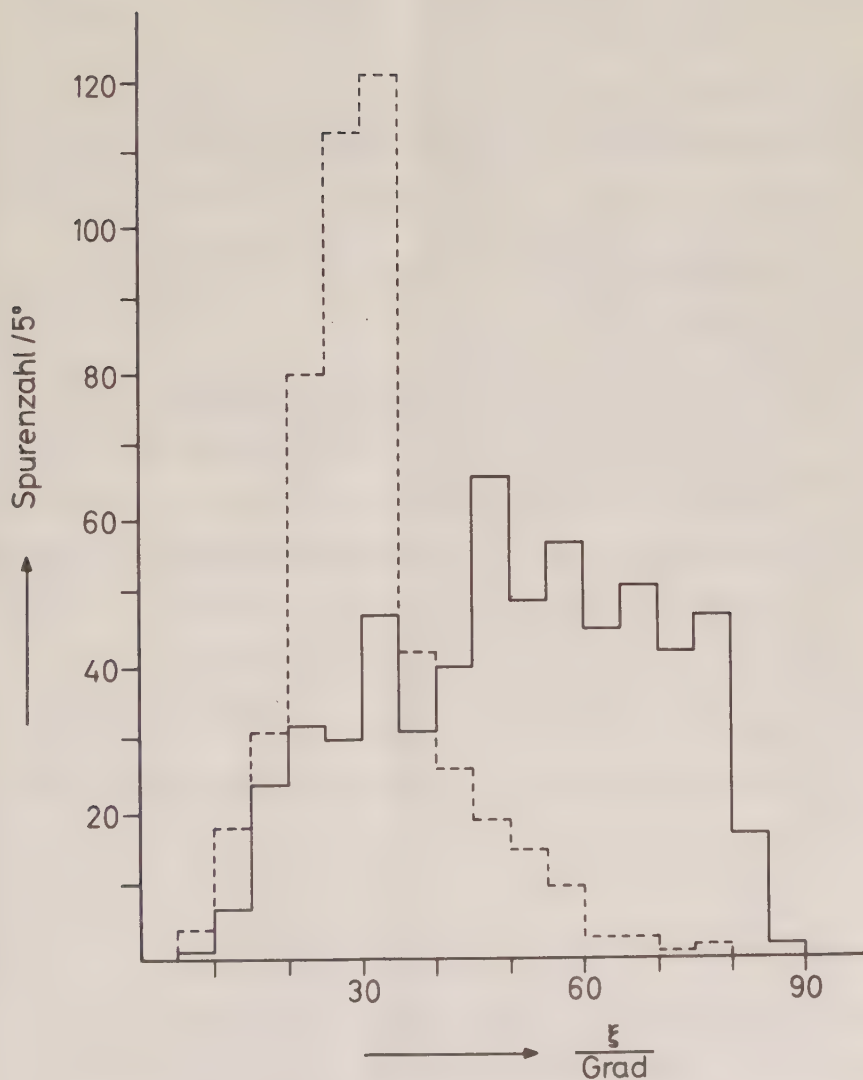


Abb. 11. Kernreaktionen (Zwei-, Drei-, Vierspurereignisse):
Verteilung der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)
Gestrichelt: jeweils längste Spur der Ereignisse

"Kernspaltung". Je nachdem ob dieser Zerfall in 2, 3 oder 4 Zerfallsprodukte geschieht, handelt es sich um binären, ternären oder quarternären Zerfall.

Da in dem hier durchgeführten Experiment die Registrierung der Zerfallsprodukte mit einem 2π -Detektor erfolgt, ist es möglich, daß beispielsweise bei einem ternären Zerfall nur zwei Zerfallsprodukte registriert werden, dementsprechend kann ein Zweispurereignis durch binären oder ternären Zerfall entstanden sein.

In IV.1.2.2 wird erläutert, daß Zweispurereignisse, deren projizierter Winkel α zwischen den Spuren $\alpha \leq 165^\circ$ ist, dem ternären Zerfall zuzuordnen sind.

Für alle Zerfallsprozesse in zwei oder mehr Zerfallsprodukte gelten analoge Überlegungen: d.h. wegen der 2π -Geometrie werden unter Umständen nicht alle bei einem Zerfall entstehenden Zerfallsprodukte als Spuren im Glimmer registriert, doch können in manchen Fällen aufgrund der projizierten Winkel α zwischen den Spuren die Ereignisse richtig eingeordnet werden.

1.1 Wirkungsquerschnitt σ_R für alle Kernreaktionen

Auf einer Fläche von ca. 50 cm^2 wurden insgesamt 488 Zwei-, Drei- und Vierspurereignisse gefunden, die durch Kernreaktionen entstanden sind. Damit ergibt sich der experimentell

bestimmte Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{R,exp.}$ zu

$$\sigma_{R,exp.} = (2471 \pm 210) \text{ mbarn} \quad (2, 3 \text{ und } 4 \text{ Spuren in } 2\pi\text{-Geometrie}).$$

Der theoretische Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{R,Th.}$ (die Berechnung erfolgt in VI.3) ist

$$\sigma_{R,Th.} = (3100 \pm 620) \text{ mbarn} \quad (\text{alle Kernreaktionen}).$$

Etwa $(80 \pm 20) \%$ der Kernreaktionen in der hier untersuchten Reaktion werden also in der 2π -Geometrie als Zwei- oder Mehrspurereignisse registriert. Die Differenz zwischen experimentellem und berechnetem Wirkungsquerschnitt erscheint in Form von Einzelspurereignissen, die aber nicht ausgewertet werden.

1.2 Ternärer Zerfall

1.2.1 Dreispurereignisse

Die Zahl der Dreispurereignisse beträgt 97. Damit ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{T,Obs}$ für beobachtete Dreispurereignisse

$$\sigma_{T,Obs} = (381 \pm 46) \text{ mbarn} \quad (3 \text{ Spuren in } 2\pi\text{-Geometrie}).$$

Das entspricht einem Anteil von $\approx 15 \%$ an allen beobachteten

Kernreaktionen und ist der größte bisher beobachtete Wert. (Zum Vergleich: $U + 540 \text{ MeV Fe}$, ca. 4 % ⁹⁾).

Dieser Vergleich der prozentualen Anteile der Dreispurereignisse an allen Ereignissen ist allerdings nur mit Einschränkungen möglich. Während bei den früheren Experimenten mit schweren Ionen (z.B. Ar ⁸⁾ und Fe ⁹⁾) die latenten Spuren dieser Ionen und der Reaktionsprodukte mit vergleichbar großen Massen ausgeheilt und somit nicht geätzt und gesehen wurden, werden in der hier angewandten Technik auch diese Spuren sichtbar. (Es wird in IV.2.4.3 nochmals auf diesen Punkt eingegangen, dann wird gezeigt, unter welchen Voraussetzungen ein Vergleich möglich ist.)

In Abb. 12 sind die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) aller Dreispurereignisse dargestellt (die Verteilungen, die die jeweils längste Spur eines Ereignisses betreffen, sind gestrichelt).

Dabei zeigt sich deutlich der bemerkenswerte Tatbestand, daß jedes Ereignis aus einer (mehr oder weniger) langen und zwei kurzen Spuren besteht.

Die kurzen Spuren sind in der Mehrzahl der Fälle deutlich kürzer als die jeweils längste Spur. Ihre Längenverteilung ist relativ schmal, sie liegt im Bereich der typischen Spurlängen von Spaltprodukten in Glimmer, wie sie bei der binären Spaltung von Uran mit thermischen Neutronen beobachtet wird.

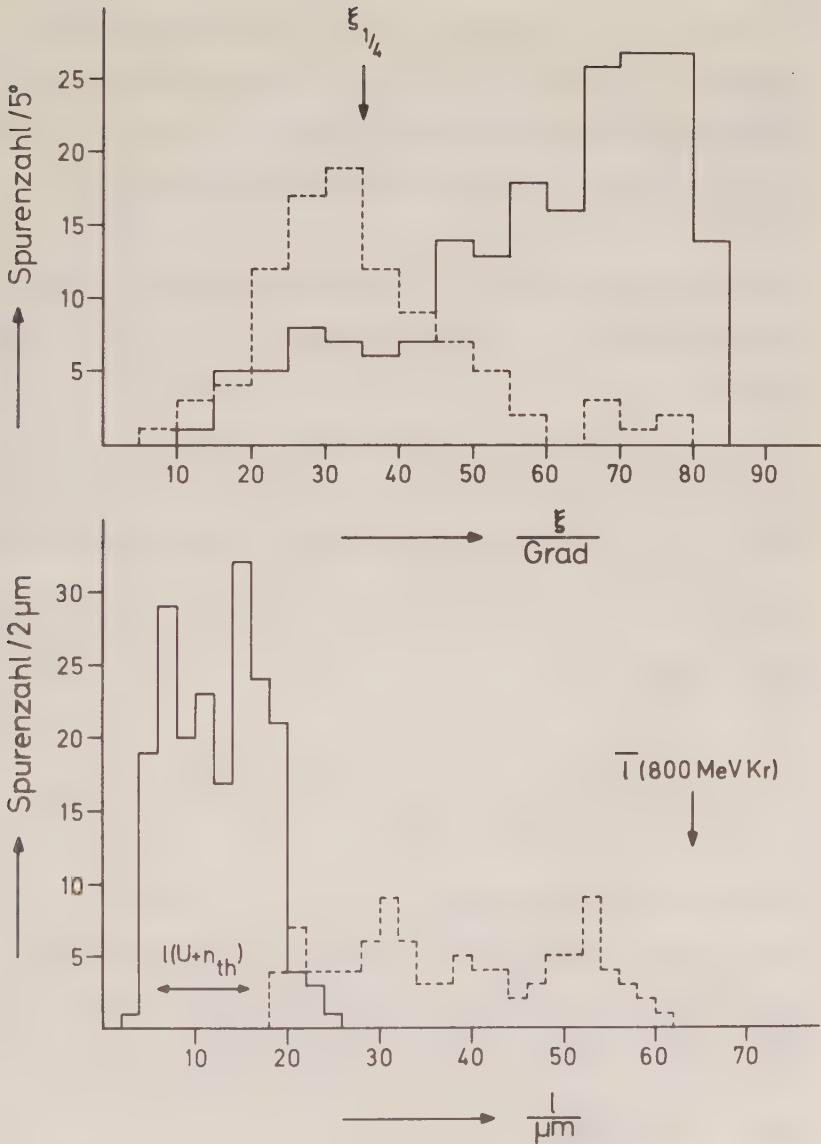


Abb. 12. Dreispurereignisse:

Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)
und Spurlängen l

Gestrichelt: jeweils längste Spur der Ereignisse

Die Verteilung der Spurlängen l der jeweils längsten Spur dagegen ist sehr breit, sie reicht vom Bereich der Spaltprodukt-Spurlängen der binären Spaltung von Uran mit thermischen Neutronen bis zu Spurlängen elastisch gestreuter Krypton-Ionen.

Die Verteilung der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der längsten Spuren hat in der Nähe des "quarter-point" einen Peak, doch ist sie sehr breit und reicht bis zu 80° .

Während also die Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der längsten Spuren vorzugsweise klein sind, d.h. die Spuren sind steil, ist eine große Zahl der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der kurzen Spuren ausgesprochen flach.

(In IV.1.6 werden die in Abb. 12 dargestellten Verteilungen näher erläutert.)

1.2.2 Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$), die durch ternären Zerfall zu erklären sind

Die Verteilung der projizierten Winkel α zwischen den Spuren (in der Beobachtungsebene, senkrecht zur Strahlrichtung) der 389 (durch Kernreaktionen entstandenen) Zweispurereignisse (Abb.13) zeigt, daß bei 235 dieser Ereignisse ($\approx 60\%$ der durch Kernreaktionen entstandenen Zweispurereignisse) der Winkel $\alpha \leq 165^\circ$ ist.

Aus 2 Gründen werden Zweispurereignisse mit $\alpha \leq 165^\circ$ dem ternären Zerfall zugeordnet:

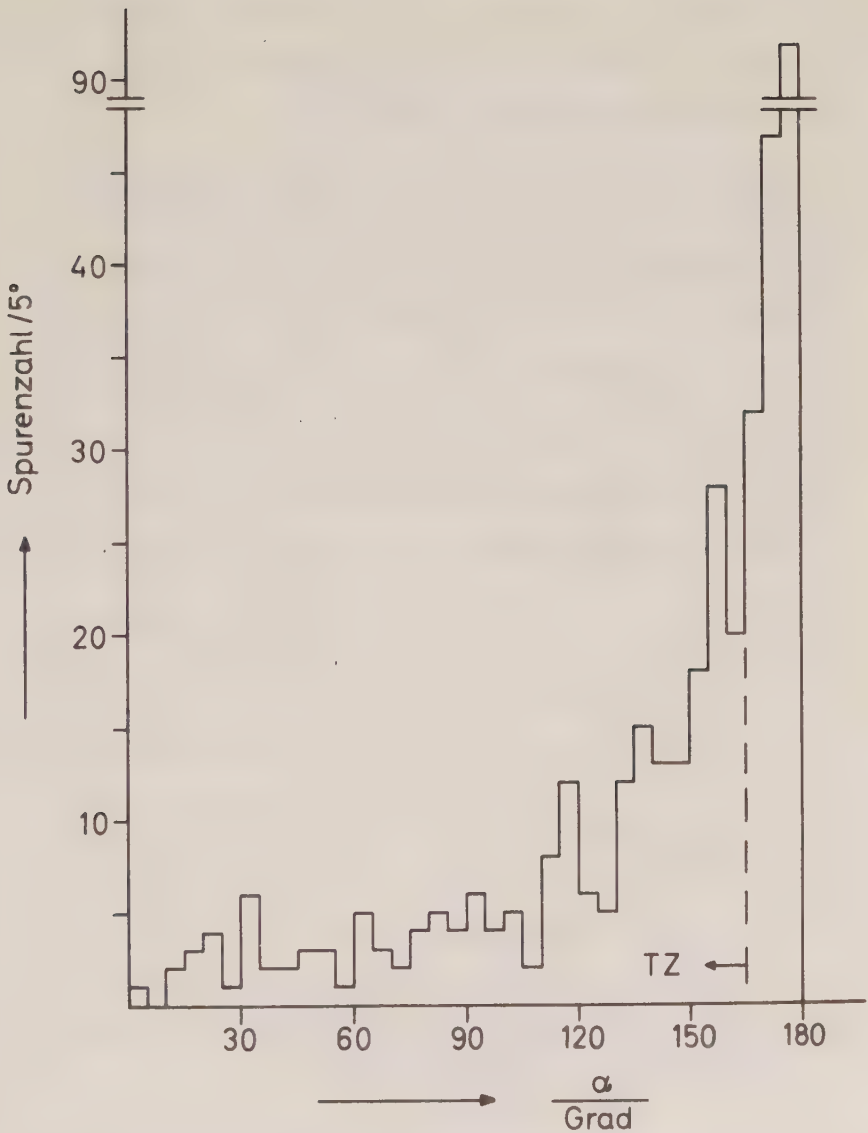


Abb. 13. Zweispurereignisse (Kernreaktionen):
Verteilung der projizierten Winkel α zwischen den
Spuren. Ereignisse mit $\alpha \leq 165^\circ$ werden dem ternären
Zerfall (TZ) zugeordnet

1. Zur Erhaltung des Impulses ist ein dritter Reaktionspartner erforderlich, der jedoch (wegen der 2π -Geometrie) nicht registriert wurde.
2. Vergleicht man die gemessenen Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) dieser 235 Ereignisse (Abb. 14, die Verteilungen, welche die längste Spur betreffen, sind wiederum gestrichelt) mit den entsprechenden Verteilungen der Dreispurereignisse (Abb. 12), so ist insbesondere bezüglich der Spurlängen l eine auffallende Ähnlichkeit zu erkennen. Auch die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der jeweils längsten Spur zeigen das gleiche Bild.

Die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der kurzen Spuren unterscheiden sich jedoch deutlich. Während bei den Dreispurereignissen im Bereich großer Winkel (d.h. flacher Spuren) ein Maximum der Verteilung zu sehen ist, gibt es bei den Zweispurereignissen relativ wenig kurze flache Spuren. Die naheliegende Erklärung dafür ist, daß beim ternären Zerfall ein Reaktionsprodukt (das eine kurze Spur erzeugen würde) unter solch einem Winkel emittiert werden kann, daß es in der 2π -Geometrie im Glimmer nicht registriert wird. Der ternäre Zerfall erscheint dann als Zweispurereignis.

Die Wahl der Grenze von $\alpha \leq 165^\circ$ für ternären Zerfall ist etwas willkürlich, doch zeigt der soeben besprochene Ver-

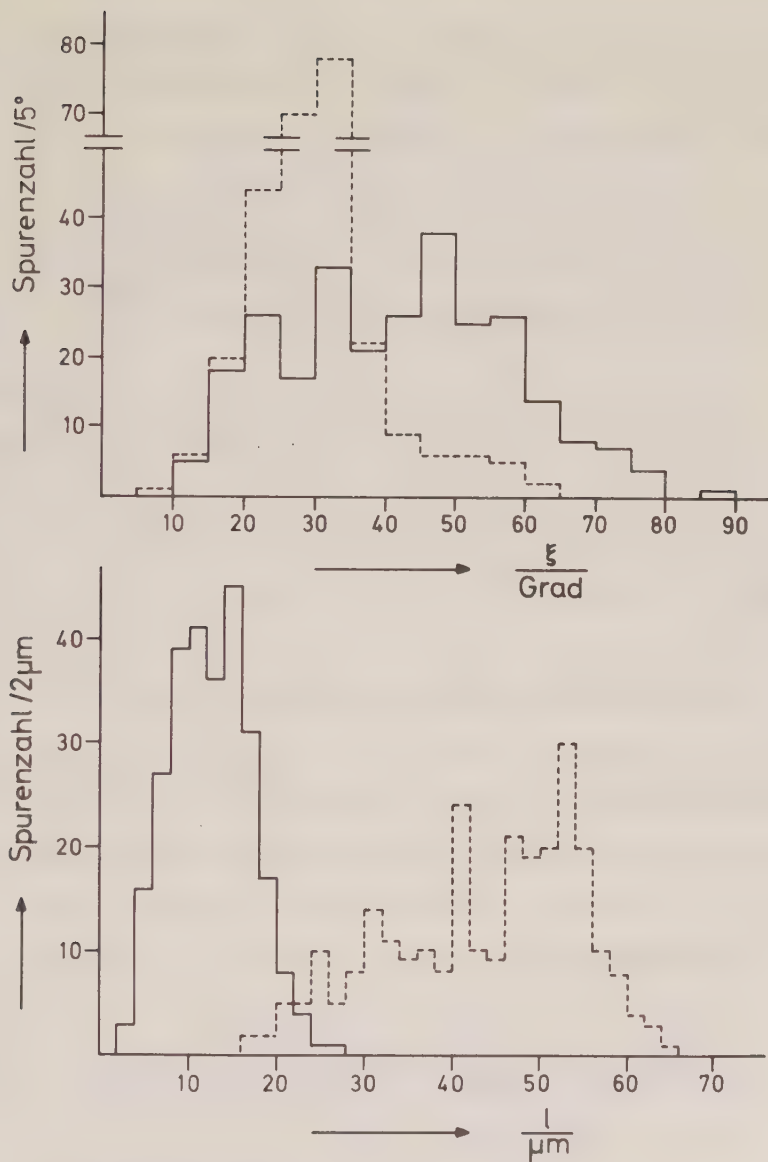


Abb. 14. Zweispurereignisse

($\alpha \leq 165^\circ$ und $\alpha > 165^\circ$, Ternärer Zerfall)

Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)

und Spurlängen l

Gestrichelt: jeweils längste Spur der Ereignisse

gleich der Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ für Dreispur- und Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$), daß sie sinnvoll ist.

Mit diesen 235 durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignissen ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{TZ,2Sp.}$ für den ternären Zerfall (2 Spuren in der 2π -Geometrie)

$$\sigma_{TZ,2Sp.} = (1259 \pm 122) \text{ mbarn} \quad (\text{ternärer Zerfall,} \\ 2 \text{ Spuren in } 2\pi\text{-Geometrie}).$$

Das entspricht einem Anteil von $\simeq 50 \%$ am gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{R,exp.}$

1.3 Wirkungsquerschnitt σ_{BZ} für binären Zerfall

Es ist eine interessante Frage bei Schwerionenreaktionen, ob man im Ausgangskanal auch binäre Zerfälle beobachtet. (Bei sehr schweren Kompositsystemen ergibt sich über einen solchen Zerfallskanal möglicherweise die Produktion überschwerer Elemente).

Mit Hilfe der in VI.5 aufgeführten Formeln wird die Kinematik verschiedener Reaktionssysteme ("2-Körper-Kinematik") berechnet. Das heißt im einzelnen:

800 MeV ^{84}Kr -Ionen treffen auf den ruhenden ^{238}U -Targetkern, es vollzieht sich eine beliebige Reaktion, und nur 2 Bruch-

stücke mit den Massen m_3 und m_4 (Reaktionsprodukte) bewegen sich im Ausgangskanal mit der totalen kinetischen Energie TKE_{CM} im Schwerpunktsystem auseinander, die Wärmetönung der Reaktion ist Q (TKE_{CM} ist die Summe der kinetischen Energien beider Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem, Q die Differenz zwischen TKE_{CM} und der Summe der kinetischen Energien von Projektil- und Targetkern im Schwerpunktsystem).

Vorgegeben werden m_3/m_4 und TKE_{CM} ; berechnet wird, mit welchen Energien (oder Spurlängen, durch Umrechnung mit Energie-Reichweite-Tabellen) und unter welchen Winkeln ξ (Spur/Strahlrichtung) die Reaktionsprodukte im Labor beobachtet werden.

Berechnet wurden die Systeme $m_3/m_4 = 84/238, 107/215, 121/201, 132/190, 143/179, 153/169, 161/161$, jeweils mit $TKE_{CM} = 260, 280$ und 300 MeV, sowie $161/161$ mit $TKE_{CM} = 240$ MeV.

Dabei handelt es sich um Systeme, welche die Kinematik der Reaktionsprodukte für binäre Kernspaltung und "Quasi-Spaltung" (siehe IV.2.1) beschreiben.

Für die Zuordnung von Zweispurereignissen zum binären Zerfall wird zunächst gefordert, daß der projizierte Winkel α zwischen den Spuren $\alpha > 165^\circ$ ist. Aus folgenden Gründen kann nicht $\alpha = 180^\circ$ verlangt werden:

1. Die Meßgenauigkeit für α beträgt ca. $\pm 5^\circ$
2. Streuung an Glimmerbausteinen kann zu leichtem Abknicken

aus der Linearität führen (das wird tatsächlich beobachtet)

3. Die Emission leichter Teilchen (z.B. n, α) kann kleinere Winkel verursachen, weil dabei Impuls auf die Reaktionsprodukte übertragen wird; diese Teilchen werden in der Kinematik-Rechnung nicht berücksichtigt.

Danach wird versucht, die Meßwerte der Zweispurereignisse [Spurlängen l , Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)], deren projizierter Winkel α zwischen den Spuren $\alpha > 165^\circ$ ist, den 2-Körper-Kinematik-Daten anzupassen und damit Ereignisse zu identifizieren, die durch binäre Zerfallsprozesse entstanden sind.

Dabei müssen die gemessenen Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) beider Spuren innerhalb der Meßfehler $\Delta \xi = \pm 10^\circ$ und beide (aus den gemessenen Spurlängen berechneten) Energien innerhalb $-20\% < \Delta E < +5\%$ (entsprechend den Meßfehlern der Spurlängenmessung) mit den berechneten Daten übereinstimmen (Bedingung 3, Tab. 10).

Auch hier berücksichtigen die für positive bzw. negative Abweichungen unterschiedlichen Fehlergrenzen die Tatsache, daß die bisher berechneten Energie-Reichweite-Beziehungen zu große Reichweiten angeben.

Es können die Meßwerte von 26 (durch Kernreaktionen entstandenen) Zweispurereignissen entsprechenden 2-Körper-Kinematik-

Daten angepaßt werden.

Der Wirkungsquerschnitt σ_{BZ} für binären Zerfall ist damit

$$\sigma_{BZ} \cong (136 \pm 29) \text{ mbarn} \quad (2 \text{ Spuren, binärer Zerfall}).$$

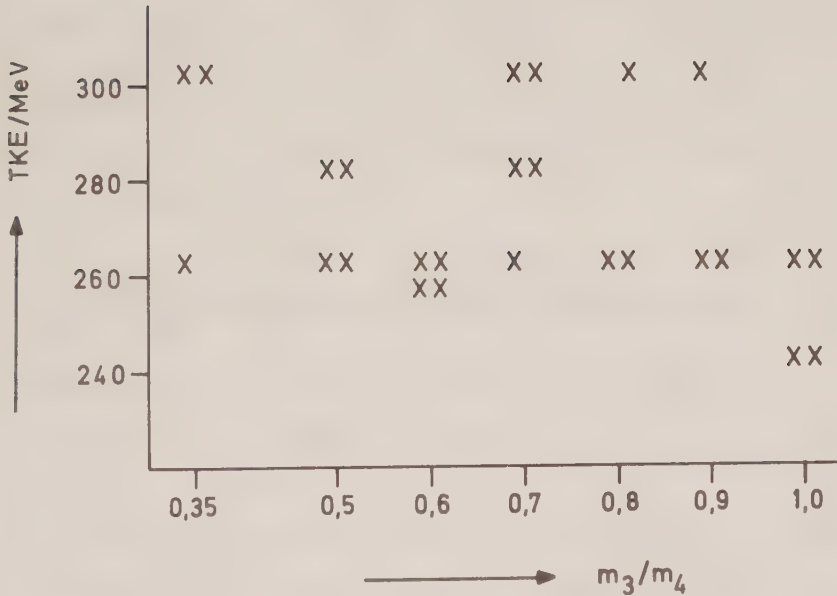


Abb. 15. Binärer Zerfall: Totale kinetische Energie TKE_{CM} (Schwerpunktsystem) gegen Massenverhältnis m_3/m_4 der Reaktionsprodukte für 26 Zweispurereignisse, deren Meßwerte an 2-Körper-Kinematik-Daten angepaßt werden können.

Typische Fehler: $\Delta(TKE_{CM}) = \pm 20 \text{ MeV}$, $\Delta(m_3/m_4) = \pm 0,2$

In Abb. 15 sind die totale kinetische Energie TKE_{CM} (Schwerpunktsystem) der Reaktionsprodukte gegen deren Massenverhältnis m_3/m_4 aufgetragen. Aus der Anpassung der Meßwerte innerhalb der Fehlergrenzen ergeben sich als typische Fehler in TKE_{CM} und m_3/m_4 : $\Delta(TKE_{CM}) = \pm 20 \text{ MeV}$ und $\Delta(m_3/m_4) = \pm 0,2$. Die Abb. 15 zeigt, daß die Massenverteilung der Reaktionsprodukte sehr breit ist, sie reicht von $m_3/m_4 = 0,35$ ("Quasi-Spaltung") bis zu $m_3/m_4 = 1,0$ (Symmetrische Spaltung des hypothetischen Verbundkernes $^{322}_{128}$).

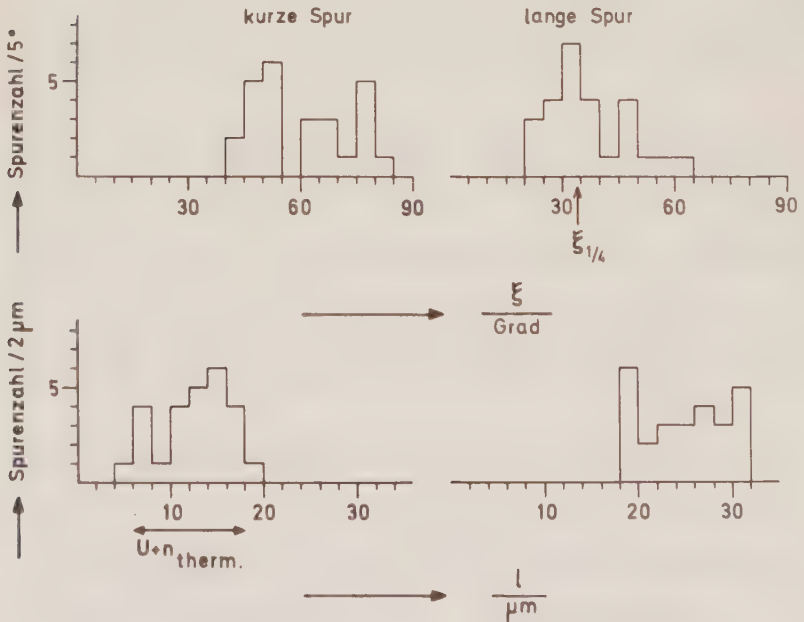


Abb. 16. Binärer Zerfall: Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen l für 26 durch binären Zerfall zu erklärende Zweispurereignisse

In Abb. 16 sind die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der 26 durch binären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse dargestellt. Bei der Verteilung der Winkel ξ der langen Spuren deutet sich zwar ein Peak in der Nähe des "quarter point" ($\xi_{1/4}$) an, doch ist die Verteilung insgesamt breit und reicht bis $\xi = 65^\circ$.

Sowohl Abb. 15 als auch Abb. 16 zeigen, daß eine Unterscheidung nach Spaltung und "Quasi-Spaltung" sehr spekulativ wäre, so daß nur festgestellt werden kann, daß 26 Zweispurereignisse durch binären Zerfall entstanden sind, wobei offen bleiben muß, ob dem Zerfall die Bildung eines Verbundkernes vorausgegangen ist.

1.4 Wirkungsquerschnitt σ_{QZ} für quarternären Zerfall

Erstmals wurde ein Vierspurereignis (Q_{DIR}) beobachtet, das von einem quarternären Zerfall (4 Reaktionsprodukte im Ausgangskanal) herrühren könnte (siehe Abb. 3).

Es handelt sich höchstwahrscheinlich nicht um ein zufälliges Aufeinandertreffen zweier Zweispurereignisse, denn die Ursprungspunkte dieser beiden Ereignisse müßten innerhalb einer Fläche von ca. $10 \mu m^2$ zusammenfallen. Bei einer Ereignisdichte von $7 \cdot 10^{-8}$ Zweispurereignissen pro μm^2 ist die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Überlagerung zweier Zweispurereignisse mit $7 \cdot 10^{-8} \cdot 10^2 \simeq 10^{-5}$ bei 389 Zweispurereignissen sehr klein.

Es wird außerdem ein Dreispurereignis (Q_{IND}) beobachtet, dessen größter projizierter Winkel α zwischen zwei benachbarten Spuren $\alpha > 180^\circ$ ist (siehe Abb. 3). Bei ihm muß aus Impulserhaltungsgründen ein vierter, im Glimmer nicht registrierter Partner im Spiel sein, über dessen Masse jedoch keine genauen Angaben möglich sind, während bei dem Vierspurereignis die kleinste Masse der Reaktionsprodukte > 30 u sein muß (Registrierschwelle des Glimmers). Ordnet man auch dieses Dreispurereignis dem quarternären Zerfall zu, so ergibt sich die untere Grenze des Wirkungsquerschnitts σ_{QZ} für den quarternären Zerfall:

$$\sigma_{\text{QZ}} \geq (8 \pm 8) \text{ mbarn} \quad (3 \text{ und } 4 \text{ Spuren in } 2\pi\text{-Geometrie}).$$

Abb. 17 zeigt die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen l dieser beiden Ereignisse (die Winkel der jeweils längsten Spur sind markiert, D: Q_{DIR} , 4 Spuren; I: Q_{IND} , 3 Spuren).

Auffällig ist, daß die Spurlänge der längsten Spur des Vierspurereignisses mit $l = 28 \mu\text{m}$ in dem Bereich liegt, in dem die längsten Spuren der durch binären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse zu finden sind (vergl. Abb. 16).

Außerdem ist der Winkel ξ dieser längsten Spur mit $\xi = 55^\circ$ recht groß (nur bei 12 der 366 durch ternären Zerfall zu erklärenden Zwei- und Dreispurereignisse wird ein gleich großer oder größerer Winkel beobachtet).

Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß das Vierspurereignis durch quarternären Zerfall eines Verbundkernes entstanden ist.

Völlig ungeklärt ist, ob es sich beim quarternären Zerfall um einen ein- oder mehrstufigen Prozess handelt, d.h. ob das (Target + Projektil)-System sofort in vier Reaktionsprodukte zerfällt oder z.B. in zwei Reaktionsprodukte, die anschließend jeweils binär zerfallen.

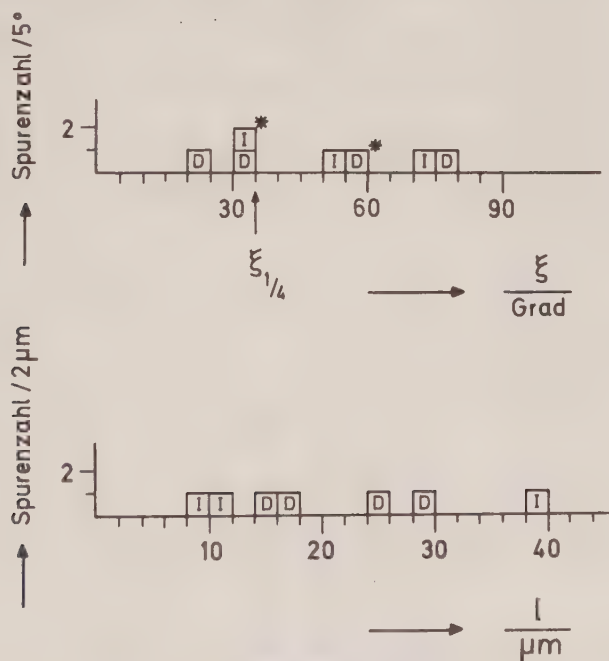


Abb. 17. Quarternärer Zerfall: Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen l für ein Vierspurereignis (D) und ein durch quarternären Zerfall zu erklärendes Dreispurereignis (I). (Die Sterne in der Winkelverteilung zeigen die jeweils längste Spur an.)

Tab. 6: Beobachtete Anzahl von Drei- und Vierspurereignissen

Reaktion	T_{Obs}	Q_{DIR}	Q_{IND}	Bemerkungen
U + (305-380) MeV ^{40}Ar	500	0	0	Ref. 7)
U + 540 MeV ^{56}Fe	112	0	1	Ref. 24)
U + 540 MeV ^{84}Kr	16	0	0	Marburg, Bestrahlung in Orsay
U + 800 MeV ^{84}Kr	97	1	1	Marburg, Bestrahlung in Manchester
U + 1080 MeV ^{136}Xe	60	1	3	Marburg, Bestrahlung in Berkeley
U + 1785 MeV ^{238}U	3	1	0	Marburg und Gießen, Bestrahlung in Darmstadt

T_{Obs} : Zahl der beobachteten Dreispurereignisse in 2T-Geometrie

Q_{DIR} : Zahl der beobachteten Vierspurereignisse in 2T-Geometrie

Q_{IND} : Zahl der beobachteten Dreispurereignisse, die durch quaternären Zerfall zu erklären sind

In neuester Zeit wurden bei ähnlichen Experimenten mit Xe- und U-Ionen in der hier beschriebenen Technik Vier-spurereignisse und Dreispurereignisse, deren größter Winkel $\alpha > 130^\circ$ ist, beobachtet. Tab. 6 gibt einen Überblick über die bisher beobachteten direkten (4 Spuren) und indirekten (3 Spuren) quarternären Zerfälle ²³⁾.

1.5 Wirkungsquerschnitt σ_{TZ} für den ternären Zerfall

Nachdem der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{T,Obs}$ für beobachtete Dreispurereignisse bestimmt wurde, konnten auch 235 Zweispurereignisse dem ternären Zerfall zugeordnet werden, während 26 Zweispurereignisse durch binären Zerfall zu erklären waren.

Aus $\sigma_{T,Obs} = (381 \pm 46)$ mbarn (3 Spuren in 2π -Geometrie)

und $\sigma_{TZ,2Sp.} = (1259 \pm 122)$ mbarn (2 Spuren in 2π -Geometrie)

ergibt sich mit $\sigma_{TZ} \geq (\sigma_{T,Obs} + \sigma_{TZ,2Sp.})$ die untere Grenze des Wirkungsquerschnitts σ_{TZ} für ternären Zerfall:

$$\sigma_{TZ} \geq (1638 \pm 150) \text{ mbarn,}$$

das entspricht $(0,66 \pm 0,08) \sigma_{R,exp.}$ ($\sigma_{R,exp.} = [2471 \pm 210]$ mbarn, gemessener Rekationswirkungsquerschnitt).

Aus $\sigma_{BZ} \geq (136 \pm 29) \text{ mbarn}$ (binärer Zerfall, 2 Spuren
in 2π -Geometrie)

und $\sigma_{QZ} \geq (8 \pm 8) \text{ mbarn}$ (quarternärer Zerfall, 3 und
4 Spuren in 2π -Geometrie)

ergibt sich mit $\sigma_{TZ} < (\sigma_{R, \text{exp.}} - \sigma_{BZ} - \sigma_{QZ})$ die obere
Grenze des Wirkungsquerschnitts für ternären Zerfall:

$$\sigma_{TZ} < (2327 \pm 250) \text{ mbarn} \quad (\text{ternärer Zerfall, 2 und 3} \\ \text{Spuren in } 2\pi\text{-Geometrie}),$$

das entspricht $(0,94 \pm 0,06) \sigma_{R, \text{exp.}}$

Damit ist der Wirkungsquerschnitt σ_{TZ} für ternären Zerfall
(2 und 3 Spuren):

$$(1633 \pm 150) \text{ mbarn} \leq \sigma_{TZ} < (2327 \pm 250) \text{ mbarn} \quad \text{oder} \\ (0,66 \pm 0,08) \sigma_{R, \text{exp.}} \leq \sigma_{TZ} < (0,94 \pm 0,06) \sigma_{R, \text{exp.}}$$

Es muß allerdings bemerkt werden, daß in den Grenzen gewisse
Unsicherheiten stecken:

a) Von den beobachteten Zwei- und Dreispurereignissen, die
dem ternären Zerfall zugeordnet wurden, könnten auch
einige zu quarternären Zerfällen gehören, bei denen 2
bzw. 1 Reaktionsprodukte nicht registriert wurden.

b) Von den 154 Zweispurereignissen mit $\alpha > 165^\circ$ konnten 26

Ereignisse durch binären Zerfall erklärt werden. 128 Ereignisse dagegen wurden bisher noch keinem Zerfallstyp zugeordnet, auch sie könnten durch ternären Zerfall, bei dem ein Reaktionsprodukt nicht registriert wurde, entstanden sein (siehe IV.2.4.1.2).

- c) Der gemessene Reaktionswirkungsquerschnitt ($\sigma_{R,exp.}$) ist kleiner als der berechnete ($\sigma_{R,Th.}$).

Zerfalls-Ereignisse, die diese Differenz ausmachen (und übersehen wurden bzw. in Form von Einzelspuren registriert und deshalb nicht beachtet wurden), dürften auch zum Teil durch ternären Zerfall zu erklären sein.

1.6 Qualitative Erklärung des ternären Zerfalls

Der große Anteil des ternären Zerfalls an allen Kernreaktionen kann anschaulich anhand der Abb. 18 verständlich gemacht werden. Sie erklärt jene Kernreaktionen, bei denen es nicht zur Verbundkernbildung kommt, sondern unelastische Streuungen stattfinden. Dabei wird ein Teil der kinetischen Energie der Kr-Ionen in Anregungsenergie verwandelt. Es erhält auch der U-Targetkern Anregungsenergie (> 5 MeV), und es kann zusätzlich zum Transfer einiger Nukleonen von einem Kern auf den anderen kommen. Im Ausgangskanal der Reaktion findet man dann als ein Reaktionsprodukt ein Kr-Ion, dessen kinetische Energie kleiner ist als wenn es unter gleichem Winkel elastisch gestreut worden wäre, bzw. ein "quasi-Kr"-Ion, falls ein Massentransfer stattgefunden hat, so daß die Masse immer noch in der Größenordnung der Kr-Masse

ist (siehe auch IV.2.1, dort wird näher auf diese Reaktionen eingegangen).

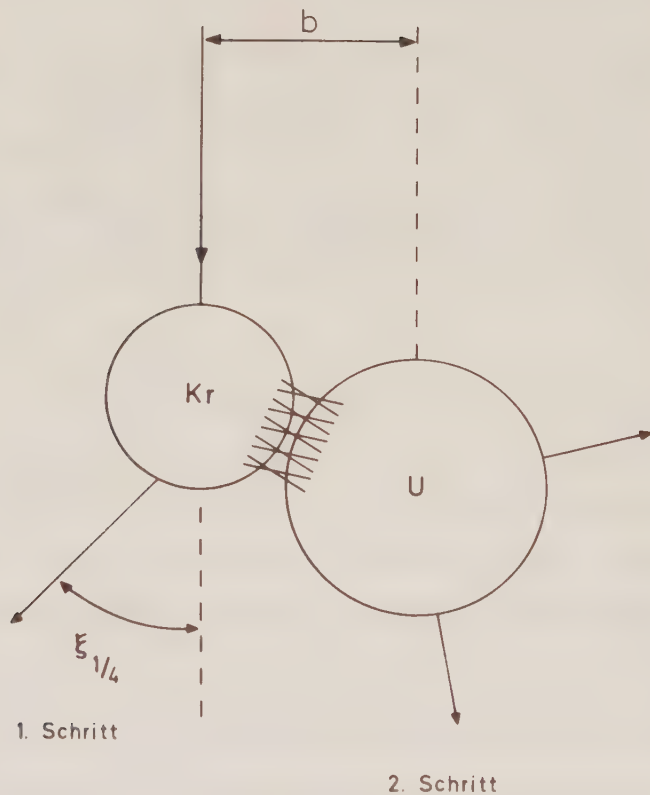


Abb. 18. Qualitative Erklärung des hohen Anteils des ternären Zerfalls an allen Kernreaktionen (Einzelheiten siehe Text, b : Stoßparameter)

Da die Verteilungen der Spurlängen l der jeweils längsten Spuren der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zwei- und Dreispurereignisse (Abb. 12 und 14) kontinuierlich bis in Bereiche der Spurlängen elastisch gestreuter Kr-Ionen (siehe Abb. 7) reicht, erscheint es gerechtfertigt, diese längsten Spuren den soeben beschriebenen unelastisch gestreuten Kr- bzw. "quasi-Kr"-Ionen zuzuordnen.

Nach diesen Vorbemerkungen wird die Interpretation der Abb. 18 anhand der Meßwerte deutlich:

a) Im ersten Schritt der Reaktion wird das einkommende Kr-Ion vorzugsweise unter solchen Winkeln unelastisch gestreut, die etwas kleiner sind als der "quarter point" ($\xi_{1/4}$).

b) Im zweiten Schritt spaltet der angeregte U-Targetkern in üblicher Weise binär.

Es handelt sich also um einen Zweistufenprozess, so daß man auch von einem "quasi-ternären" Prozess spricht (oder von "sequential fission").

Die bevorzugte Streuung des "Kr"-Ions in Winkel, die etwas kleiner sind als der "quarter-point", wurde in Zählerexperimenten beobachtet ¹⁰⁾, und sie ist ganz deutlich in Abb. 12 und Abb. 14 (Verteilung der Winkel ξ der jeweils längsten Spur der Dreispurereignisse und der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse) zu sehen.

Auch die binäre Spaltung des angeregten U-Targetkerns ist aus den Abb. 12 und 14 abzulesen: So zeigen die Verteilungen der Spurlängen der kurzen Spuren, daß die Spurlängen im gleichen Längenbereich liegen, der auch bei der Spaltung von U mit thermischen Neutronen beobachtet wird, während die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der kurzen Spuren sehr breit sind und zumindest im Falle der Dreispurereignisse eine isotrope Verteilung erkennen lassen (in IV.1.2.2 ist erläutert, weshalb dies bei den Zweispurereignissen nicht der Fall ist).

In Abb. 19 sind die Spurlängen l gegen die Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der jeweils längsten Spuren der Dreispurereignisse aufgetragen.

Für große Spurlängen l sind die Winkel ξ meistens kleiner als der "quarter point". Wenn l kleiner wird, sind größere Winkel ξ zu beobachten.

Bei den kleinsten Spurlängen l ist die Verteilung der Winkel breiter. Diese Spuren gehören wahrscheinlich zu jenen Dreispurereignissen, für die das soeben besprochene Bild des Reaktionsmechanismus nicht gültig ist. Es ist möglich, daß sie durch Bildung und ternäre Spaltung eines Verbundkernes entstanden sind.

Eine klare Abgrenzung zwischen verschiedenen Reaktionstypen ist aus Abb. 19 jedoch nicht abzulesen.

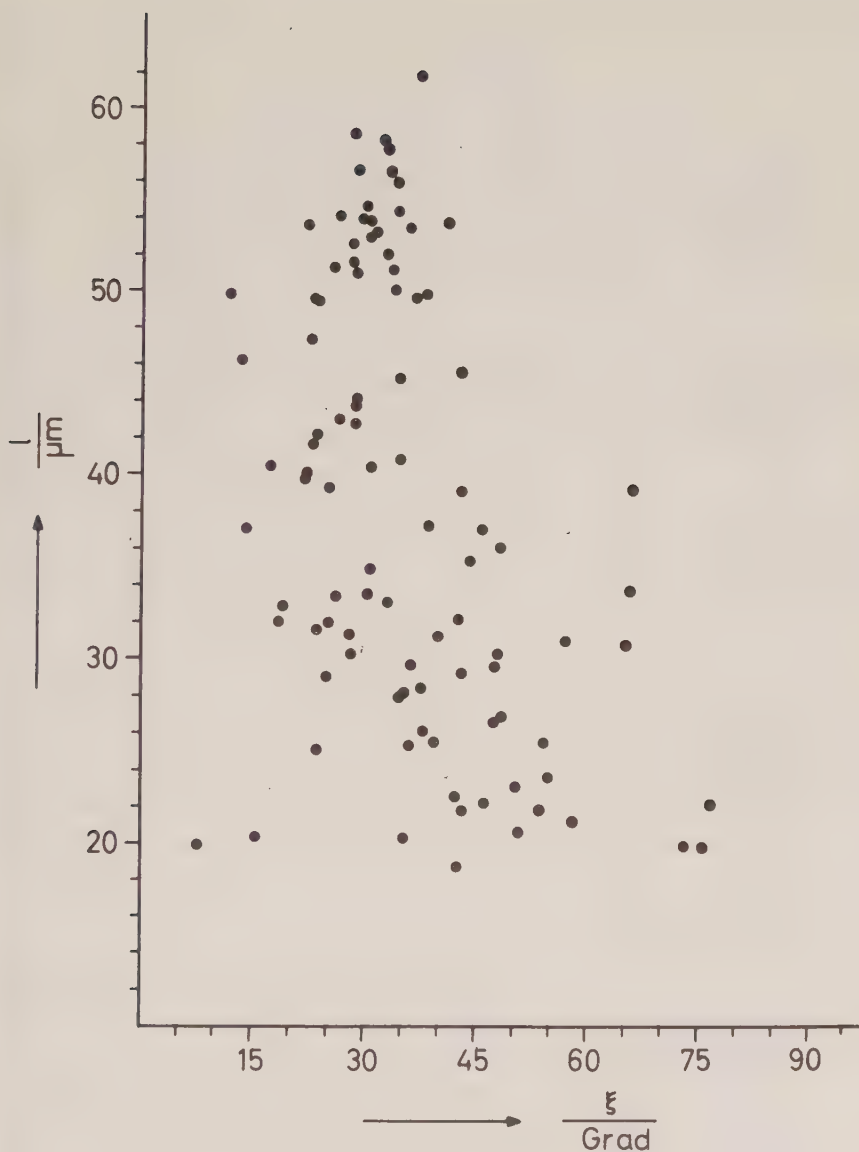


Abb. 19. Dreispurereignisse, jeweils längste Spur:
Spurlänge l gegen Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)

Tab. 7: Wirkungsquerschnitte σ /mbarn, die für die einzelnen Proben ermittelt wurden, für:

- 1) Alle Reaktionen, $\sigma_{R, \text{exp.}}$, (2, 3 und 4 Spuren)
- 2) Dreispurereignisse, $\sigma_{T, \text{obs}}$
- 3) Zweispurereignisse mit $\alpha \leq 165^\circ$, $\sigma_{TZ, 2\text{Sp.}}$
- 4) Ternärer Zerfall, σ_{TZ} , (2 und 3 Spuren)
- 5) Binärer Zerfall, σ_{BZ} , (2 Spuren)
- 6) Quaternärer Zerfall, σ_{QZ} , (3 und 4 Spuren)
- 7) Nicht einzuordnende Ereignisse, $\sigma_?$, (2 Spuren)

* Wirkungsquerschnitt wurde nicht gemessen

**) siehe Text

***) gewichteter Mittelwert

Probe	$\sigma_{R, \text{exp.}}$	$\sigma_{T, \text{obs}}$	$\sigma_{TZ, 2\text{Sp.}}$ **)	σ_{TZ} **)	σ_{BZ}	σ_{QZ}	$\sigma_?$ **)
I	2363^{+414}_{-414}	356^{+108}_{-108}	1296^{+258}_{-258}	1652^{+211}_{-211}	127^{+60}_{-60}	0^{+25}_{-25}	483^{+130}_{-130}
II	2495^{+434}_{-434}	360^{+109}_{-109}	1235^{+250}_{-250}	1595^{+303}_{-303}	129^{+60}_{-60}	0^{+26}_{-26}	515^{+136}_{-136}
III	2593^{+442}_{-442}	448^{+128}_{-128}	1202^{+239}_{-239}	1650^{+305}_{-305}	189^{+72}_{-72}	24^{+24}_{-24}	471^{+125}_{-125}
IV	2452^{+397}_{-397}	352^{+89}_{-89}	1303^{+232}_{-232}	1655^{+283}_{-283}	107^{+47}_{-47}	0^{+15}_{-15}	536^{+118}_{-118}
V	*	407^{+97}_{-97}	*	*	*	15^{+15}_{-15}	*
***)	2471^{+210}_{-210}	381^{+46}_{-46}	1259^{+122}_{-122}	1638^{+150}_{-150}	136^{+29}_{-29}	8^{+8}_{-8}	502^{+63}_{-63}

1.7 Zusammenfassung der Ergebnisse und ihr Vergleich mit denen radiochemischer Experimente

In Tab. 7 sind die Wirkungsquerschnitte, die für die einzelnen Proben ermittelt wurden, aufgeführt. Auf der Probe V wurden keine Zweispurereignisse gemessen, deshalb können auch keine Wirkungsquerschnitte angegeben werden.

Es muß an dieser Stelle gesagt werden, daß in IV.2.4.1.2 34 der bisher nicht eingeordneten Zweispurereignisse (mit $\alpha > 165^\circ$) dem ternären Zerfall zugeordnet werden, womit sich die untere Grenze für σ_{TZ} auf

$$\sigma_{TZ} \geq (1823 \pm 164) \text{ mbarn} \quad \text{erhöht.}$$

In σ_{γ} (Tab. 7) ist dies bereits berücksichtigt, nicht aber in $\sigma_{TZ,2Sp.}$ und σ_{TZ} (Tab. 7). Auch in Abb. 14 (Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ Spur/Strahlrichtung der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse) sind l und ξ dieser Ereignisse mit eingezeichnet.

Zusammenfassend kann gesagt werden:

1. Die beobachteten Dreispurereignisse stellen $\approx 15\%$ aller Kernreaktionen, das ist der größte bisher beobachtete Anteil. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{T,obs}$ ist

$$\sigma_{T,obs} = (381 \pm 46) \text{ mbarn.}$$

2. Der ternäre Zerfall (2 und 3 Spuren in 2π -Geometrie) stellt mit

$$\sigma_{TZ} \geq (1638 \pm 150) \text{ mbarn}$$

den Hauptzerfallskanal der Reaktion $U + 800 \text{ MeV Kr}$ dar. Das entspricht einem Anteil am gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitt ($\sigma_{R, \text{exp.}}$) von

$$\sigma_{TZ} \geq (0,66 \pm 0,08) \sigma_{R, \text{exp.}}$$

3. Zum erstenmal wird ein Vierspurereignis beobachtet sowie ein Dreispurereignis, welches dem quarternären Zerfall zugeordnet werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt σ_{QZ} für quarternären Zerfall (3 und 4 Spuren in 2π -Geometrie) ist

$$\sigma_{QZ} \geq (8 \pm 8) \text{ mbarn.}$$

4. 26 Zweispurereignisse können durch binären Zerfall erklärt werden, der Wirkungsquerschnitt σ_{BZ} ist

$$\sigma_{BZ} \geq (136 \pm 29) \text{ mbarn.}$$

Der hier gefundene Anteil der Dreispurereignisse an allen durch Kernreaktionen entstandenen Mehrspurereignissen ist

im Vergleich zu den in früheren Experimenten ermittelten Werten ganz erheblich größer (siehe Tab. 1).

Abschließend wird der Anteil des ternären Zerfalls an allen Kernreaktionen mit dem entsprechenden Wert zweier radiochemischer Experimente verglichen (Tab. 8), wobei angemerkt werden muß, daß wegen der Verwendung dicker Targets in radiochemischen Experimenten über alle Energien von der Energie der Reaktionsschwelle bis zu der der einkommenden Ionen integriert werden muß.

Der Vergleich zeigt, daß bei gleichem (Target + Projektil)-System mit wachsender Energie der Projektile der Anteil des ternären Zerfalls ebenfalls anzusteigen scheint.

Tab. 9: Anteil des ternären Zerfalls an allen Kernreaktionen für verschiedene Reaktionen mit U als Target
(σ_R : gemessener Reaktionswirkungsquerschnitt)

Reaktion	σ_{TZ}	Experiment	Ref.
540 MeV Fe + U	$\geq (0,46 \pm 0,14) \sigma_R$	Radiochemie	25)
605 MeV Kr + U	$\geq (0,5 \pm 0,1) \sigma_R$	Radiochemie	26)
800 MeV Kr + U	$\geq (0,66 \pm 0,06) \sigma_R$	Glimmer, 2π	

2. Zuordnung der Zwei- und Dreispurereignisse zu bestimmten Reaktionstypen

2.1 Reaktionstypen, die bei Schwerionenreaktionen beobachtet werden

Wesentliches Ergebnis früherer Arbeiten (z.B. ⁹⁾), in denen Kernreaktionen mit Hilfe der 2π -Glimmerteknik untersucht wurden, war das Verhältnis zwischen den Wirkungsquerschnitten für Drei- und Zweispurereignisse. Dabei wurde davon ausgegangen, daß sich aus Target- und Projektilkern ein Verbundkern bildet, der in zwei oder drei Bruchstücke spaltet, und es wurden alle Zweispurereignisse (auch die, deren projizierter Winkel α zwischen den Spuren $\alpha \leq 165^\circ$ ist) der binären Kernspaltung und alle Dreispurereignisse der ternären Kernspaltung zugeordnet.

In IV.1.2.2 wurde jedoch dargelegt, daß Zweispurereignisse deren projizierter Winkel α zwischen den Spuren $\alpha \leq 165^\circ$ ist, dem ternären Zerfall zuzuordnen sind, dies erfordert der Impulserhaltungssatz.

Was die Verbundkernbildung anbelangt, so zeigen neuere Experimente ¹⁰⁾ mit Reaktionen, die an schweren Targetnukliden (z.B. ¹⁶⁵ Ho, ²⁰⁹ Bi, ²³⁸ U) durch schwere Ionen (z.B. ⁸⁴ Kr) induziert werden, daß diese mit geringerem Wirkungsquerschnitt als erwartet erfolgt. Das erweist sich besonders in den bisher erfolglosen Versuchen, durch Fusion schwerer Projektil- und Targetkerne "überschwere" Elemente künstlich herzustellen.

Dagegen wurde ein neuer Reaktionstyp gefunden, der "Quasi-Spaltung", "tief-unelastische Streuung" o.ä. genannt wird. Dieser Reaktionstyp ist durch folgende Eigenschaften seiner Reaktionsprodukte charakterisiert ¹⁰⁾:

1. Die Massen sind ähnlich der von Projektil- und Targetkern (m_P und m_T)
2. Die kinetische Energie im Schwerpunkt-System entspricht der zweier Spaltprodukte mit dem gleichen Massenverhältnis m_P/m_T , die diese durch Coulombabstoßung gewinnen. Das heißt, die kinetische Energie im Eingangskanal der Reaktion wird vollständig gedämpft, die Reaktionsprodukte sind angeregt.
3. Die Verteilung der Winkel ξ zwischen Spur und Strahlrichtung hat einen Peak bei Winkeln, die etwas kleiner sind als der jeweilige "quarter point" ($\xi_{1/4}$).

Eine allgemein gültige Definition des Begriffes "Quasi-Spaltung" gibt es jedoch gegenwärtig noch nicht.

PÉTER et al. ¹⁷⁾ bezeichnen die "Quasi-Spaltung" als die "unelastischste" Streuung, weil die im Eingangskanal der Reaktion vorhandene kinetische Energie vollständig gedämpft wird.

Nach dieser Auffassung muß ein Übergangsbereich existieren zwischen der elastischen Streuung (keine Dämpfung der kinetischen Energie) und der "Quasi-Spaltung" (vollständige

Dämpfung der kinetischen Energie).

In dieser Arbeit wird der Übergangsbereich als "quasi-elastische Streuung" bezeichnet. Auch bei ihr sind die Massen der Reaktionsprodukte ähnlich der von Projektil- und Targetkern, und das "quasi-elastisch" gestreute Projektil wird vorzugsweise unter solchen Winkeln ξ beobachtet, die in der Nähe des "quarter point" liegen. Die im Eingangskanal vorhandene kinetische Energie wird etwas gedämpft.

Es muß betont werden, daß beide Begriffe (Quasi-Spaltung und quasi-elastische Streuung) noch nicht allgemeingültig definiert wurden. Der Übergang zwischen diesen beiden Reaktionstypen ist fließend.

Sowohl bei der Quasi-Spaltung als auch bei der quasi-elastischen Streuung ist der Q-Wert (siehe IV.1.3) der Reaktion negativ, die Reaktionsprodukte erhalten Anregungsenergie. Im Falle der Reaktion $^{238}\text{U} + 800\text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$ kann die Anregungsenergie ausreichen, das eine Reaktionsprodukt (nämlich U bzw. "quasi-U") in einem zweiten Schritt der Reaktion zu spalten (siehe IV.1.6); so daß insgesamt drei Reaktionsprodukte auftreten ("quasi-ternärer" Prozeß).

2.2 Definition der Begriffe Kernspaltung, Quasi-Spaltung und quasi-elastische Streuung für die weitere Analyse der Zwei- und Dreispurereignisse ; Prinzip der Zuordnung

Im vorigen Abschnitt wurde dargelegt, daß bei der hier untersuchten Schwerionenreaktion $^{238}\text{U} + 800\text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$ neben der möglichen Bildung und Spaltung eines Verbundkernes auch Quasi-Spaltung und quasi-elastische Streuung zu erwarten sind. Die Begriffe "Quasi-Spaltung" und "quasi-elastische Streuung" sind noch nicht allgemeingültig definiert, der Übergang zwischen diesen Reaktionen ist fließend.

Es soll trotzdem eine über die bisher durchgeführte Zuordnung zum binären oder ternären Zerfall (siehe IV.1) hinausgehende Analyse der Zwei- und Dreispurereignisse vorgenommen werden. Dafür wird deren Zuordnung zu Reaktionstypen versucht, die in dieser Arbeit wie folgt definiert werden:

1. Binäre Kernspaltung, BF (2 Spuren mit $\alpha > 165^\circ$):

Die Meßwerte (l und ξ) des Zweispurereignisses ($\alpha > 165^\circ$) lassen sich innerhalb gewisser Fehlergrenzen entsprechenden 2-Körper-Kinematik-Daten eines der 19 berechneten Systeme $m_3/m_4 = 107/215, 121/201, 132/190, 143/179, 153/169, 161/161$ (jeweils mit $\text{TKE}_{\text{CM}} = 260, 280$ und 300 MeV) sowie $161/161$ ($\text{TKE}_{\text{CM}} = 240\text{ MeV}$) anpassen.

Die Systeme beschreiben die Kinematik zweier Spaltprodukte mit den Massen m_3 und m_4 (Coulombabstoßung nach vollständiger Dämpfung der kinetischen Energie im Eingangskanal), unabhängig davon, ob eine Verbundkernbildung stattgefunden

hat oder nicht (siehe auch IV.1.3).

2. Quasi-Spaltung, BQF (2 Spuren mit $\alpha > 165^\circ$):

Die Meßwerte (l und ξ) des Zweispurereignisses ($\alpha > 165^\circ$) lassen sich innerhalb gewisser Fehlergrenzen den entsprechenden 2-Körper-Kinematik-Daten eines der 3 berechneten Systeme $m_3/m_4 = 84/238$ (jeweils mit $TKE_{CM} = 260, 280, 300$ MeV) anpassen.

Die Systeme beschreiben die Kinematik zweier Spaltprodukte (Coulombabstoßung nach vollständiger Dämpfung der kinetischen Energie im Eingangskanal) mit den Massen $m_3 = 84$ u (Projektilmasse) und $m_4 = 238$ u (Targetmasse), (siehe auch IV.1.3).

3. Ternäre Quasi-Spaltung, TQF (Quasi-Spaltung mit anschließender Spaltung des angeregten "U"-Kernes, 2 oder 3 Spuren in 2π -Geometrie):

Ausgehend vom gemessenen Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der längsten Spur eines Dreispur- oder dem ternären Zerfall zugeordneten Zweispurereignisses muß die (aus der gemessenen Spurlänge ermittelte) kinetische Energie der längsten Spur innerhalb gewisser Fehlergrenzen übereinstimmen mit der für den gleichen Winkel ξ durch Zweikörper-Kinematik für das System $m_3/m_4 = 84/238$, $TKE_{CM} = 280$ MeV (Quasi-Spaltung, BQF) berechneten Energie des leichten Reaktionsproduktes (siehe unten).

4. Ternäre quasi-elastische Streuung, TQE (quasi-elastische Streuung mit anschließender Spaltung des angeregten "U"-

Kernes, 2 oder 3 Spuren in 2π -Geometrie):

Die in der Definition 3 aufgestellte Bedingung ist nicht erfüllt, weil die (aus der gemessenen Spurlänge ermittelte) Energie zu groß ist (siehe unten).

5. Ternäre Kernspaltung, TF (2 oder 3 Spuren in 2π -Geometrie):

Die in der Definition 3 aufgestellte Bedingung ist nicht erfüllt, weil die (aus der gemessenen Spurlänge ermittelte) Energie zu klein ist (siehe unten).

Das Verfahren der Zuordnung von Zweispurereignissen ($\alpha > 165^\circ$) zur binären Kernspaltung (BF) und Quasi-Spaltung (BQF) wurde bereits in IV.1.3 beschrieben.

Im folgenden werden die für die drei Typen des ternären Zerfalls gegebenen Definitionen näher erläutert.

In IV.1.6 wurde gezeigt, daß die jeweils längste Spur der Dreispurereignisse und der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse durch unelastisch gestreute "Kr"-Ionen erzeugt wird, während in IV.1.2.2 gezeigt wurde, daß diese Ionen in der 2π -Geometrie immer registriert werden. Somit erscheinen Spurlänge l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der jeweils längsten Spur eines Dreispurereignisses und der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse als geeigneter Ansatzpunkt für den Versuch, diese Ereignisse bestimmten Reaktionstypen zuzuordnen.

Es wird zunächst untersucht, ob ein dem ternären Zerfall zu-

geordnetes Ereignis durch ternäre Quasi-Spaltung (TQF) entstanden ist:

Hierbei wird angenommen, daß die Kinematik des "Kr"-Ions die gleiche ist wie im entsprechenden Zwei-Körper-Zerfall (ohne anschließende Spaltung des angeregten "U"-Kernes). Das heißt, in beiden Fällen soll ein unter dem gleichen Winkel ξ beobachtetes "Kr"-Ion (längste Spur eines Ereignisses) die gleiche Energie haben. Das ist sicherlich eine grobe Vereinfachung, doch wird man durch geeignete Wahl der Fehlergrenzen, innerhalb derer beide Energien übereinstimmen müssen, diesen Fehler kompensieren können.

Ausgangspunkt der Untersuchung, ob ein Ereignis durch ternäre Quasi-Spaltung (TQF) entstanden ist, ist der gemessene Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der längsten Spur. In der Reaktionskinematik-Tabelle (siehe IV.1.3) des Systems $m_3/m_4 = 84/238$ (Quasi-Spaltung, BQF) wird abgelesen, welche Energie ein "Kr"-Ion, das unter diesem Winkel beobachtet wird, haben müßte. Die gemessene Spurlänge wird (unter der Annahme, daß die Spur tatsächlich durch ein "Kr"-Ion erzeugt wurde) in einen Energie-Wert umgerechnet. Beide Energie-Werte werden verglichen. Abweichungen der gemessenen von der berechneten Energie außerhalb gewisser Fehlergrenzen lassen darauf schließen, daß die beobachtete Spur nicht durch ternäre Quasi-Spaltung (TQF) entstanden ist.

Es wird definiert (entsprechend den oben angegebenen Definitionen 4 und 5):

- a) Ist die Energie zu groß (d.h. die gemessene Spur zu lang), handelt es sich um ternäre quasi-elastische Streuung (TQE), weil bei der quasi-elastischen Streuung die "Kr"-Spurlängen größer sind als bei der Quasi-Spaltung ($|C|$ ist kleiner und damit TKE_{CM} größer).
- b) Ist die Energie zu klein (d.h. die gemessene Spur zu kurz), ist das Ereignis durch ternäre Kernspaltung (TF) entstanden.

2.3 Zuordnungsschema

Das Verfahren der Zuordnung der Zwei- und Dreispurereignisse zu bestimmten Reaktionstypen ist in Abb. 20 in Form eines Flußdiagramms deutlich gemacht. Die einzelnen Schritte werden im folgenden erläutert, in Tabelle 10 findet sich eine Zusammenstellung aller Zuordnungskriterien.

Wie schon in IV.1.2.2 dargelegt, werden Zweispurereignisse mit einem projizierten Winkel α zwischen den Spuren von $\alpha \leq 165^\circ$ von vornherein dem ternären Zerfall (TZ) (Bedingung 1, Tab. 10) und Dreispurereignisse mit einem projizierten Winkel α zwischen benachbarten Spuren von $\alpha > 180^\circ$ von vornherein dem quarternären Zerfall (QZ) (Bedingung 5, Tab. 10) zugeordnet.

Tab. 9: Berechnete Winkel $\xi_{\text{"U"}}$ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen $l_{\text{"U"}}$ mit denen das Rückstoßion zu beobachten ist, wenn 800 MeV Kr unter dem Winkel $\xi_{\text{"Kr"}}$ an Uran elastisch und quasi-elastisch gestreut wird oder Quasi-Spaltung (BCF) stattfindet

$\xi_{\text{"Kr"}/\text{Grad}}$	$\xi_{\text{"U"}/\text{Grad}}$				$l_{\text{"U"}/\mu\text{m}}$			
	1	2	3	4	1	2	3	4
10	83,2	81,2	82,1	25,8	1,5	2,0	2,5	4,0
20	76,5	75,0	73,0	33,5	5,2	5,7	6,0	6,5
30	69,9	68,4	69,8	41,4	9,3	9,1	9,5	9,8
40	63,4	61,7	62,2	40,6	13,3	12,4	13,0	13,0
50	57,1	55,3	55,1	37,8	16,9	15,5	16,3	16,0
60	51,0	49,0	48,4	34,2	20,1	18,4	19,2	18,8
70	45,2	43,1	42,1	30,3	22,7	21,0	21,8	20,7

- 1 Elastische Streuung (berechnet mit VI.1)
- 2 Quasi-elastische Streuung, ($m_3/m_4 = 95/227$, $Q = - 100$ MeV, berechnet mit VI.5)
- 3 Quasi-elastische Streuung ($m_3/m_4 = 107/215$, $Q = - 150$ MeV, berechnet mit VI.5)
- 4 Quasi-Spaltung, BCF ($m_3/m_4 = 84/238$, $Q = - 331$ MeV, berechnet mit VI.5)

2.3.1 Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$)

Nach dem Separieren der durch elastische Streuung entstandenen Zweispurereignisse (Bedingung 2, Tab. 10; siehe auch II.4) wird im nächsten Schritt untersucht, ob die durch Kernreaktionen entstandenen Zweispurereignisse durch binäre Kernspaltung (BF) oder Quasi-Spaltung (BQF) erklärt werden können (Bedingung 3, Tab. 10; siehe auch IV.1.3).

Von den danach verbleibenden Ereignissen läßt sich ein Teil dem ternären Zerfall (TZ) zuordnen:

Wie Tab. 9 zeigt, ändern sich, ausgehend vom Beobachtungswinkel $\xi_{\text{"Kr"}}$ (Spur/Strahlrichtung) des leichten Produkts, der Winkel $\xi_{\text{"U"}}$ (Spur/Strahlrichtung) und die Spurlänge $l_{\text{"U"}}$ (bzw. Energie) des schweren Reaktionsprodukts beim Übergang von elastischer Streuung über quasi-elastische Streuung zur Quasi-Spaltung nur wenig. Beim Vergleich der Meßwerte dieses Experiments mit den berechneten Werten für elastische Streuung werden aber Abweichungen bis über 400 % ($\Delta \xi_{\text{"U"}}$) und 500 % ($\Delta E_{\text{"U"}}$) festgestellt, so daß vermutet werden kann, daß die betreffenden Ereignisse durch ternäre Prozesse entstanden sind.

Mit Sicherheit zu erkennen sind solche Ereignisse, die von ternärer quasi-elastischer Streuung (TQE) herrühren. Das sind solche, deren größte Spurlänge $l \geq 45 \mu\text{m}$ ist und deren ξ der kurzen Spur (schweres Reaktionsprodukt) gegenüber dem entsprechenden ξ in elastischer Streuung (Bezugspunkt

ist wieder das beobachtete ξ des leichten Produkts, d.h. der längsten Spur) um mehr als $\Delta \xi = \pm 20 \%$ abweicht (Bedingung 4, Tab. 10).

Ein Ereignis, dessen Meßwerte die Bedingung 4 (Tab. 10) erfüllt, kann weder durch binäre Kernspaltung noch durch Quasi-Spaltung entstanden sein, denn $45 \mu\text{m}$ ist die größte in diesen Prozessen mögliche Spurlänge, quasi-elastische Streuung ohne anschließende Spaltung des "U"-Kernes kann es deshalb nicht sein, weil die Winkeländerung gegenüber der elastischen Streuung zu groß ist.

Die restlichen Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$) sind nicht einzuordnen, sie können ihren Ursprung in allen möglichen Reaktionsarten haben. Da insbesondere die quasi-elastische Streuung rechnerisch schwer zu erfassen ist (Δm und Q haben eine große Variationsbreite), ist es schwierig, dafür sinnvolle Fehlergrenzen anzugeben. Aus diesem Grunde muß auf eine weitere Analyse dieser Ereignisse verzichtet werden.

2.3.2 Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$) und Dreispurereignisse

Bei der Klassifizierung der durch ternären Zerfall entstandenen Ereignisse wird untersucht, ob ein derartiges Ereignis durch ternäre Quasispaltung (TCF) entstanden ist oder nicht. Wie in IV.2.2 beschrieben, dienen dazu Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlänge l der jeweils längsten Spur, wobei (ausgehend vom gemessenen Winkel ξ) die (aus der Spurlänge

l ermittelte) gemessene Energie mit der für das System $m_3/m_4 = 84/238$ (Quasi-Spaltung, BQF) berechneten Energie verglichen wird.

Es wird definiert, daß ein Ereignis für welches $\Delta E < - 30 \%$ ist, der ternären Kernspaltung (TF) zugeordnet wird (Bedingung 6.1, Tab. 10), während ein Ereignis mit $\Delta E > + 5 \%$ der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wird (Bedingung 6.2, Tab. 10). Ereignisse, deren ΔE der längsten Spur innerhalb dieser Grenze liegt, sind durch ternäre Quasi-Spaltung (TOF) entstanden.

Die für negative Abweichungen größere Fehlergrenze ($\Delta E < - 30\%$) berücksichtigt die bereits erwähnten Differenzen zwischen den gemessenen und berechneten Energie-Reichweite-Beziehungen sowie den Vergleich mit der Zwei-Körper-Kinematik. Es läßt sich allerdings schwer abschätzen, welcher Fehler gemacht wird, wenn bezüglich der längsten Spur Zwei-Körper-Kinematik-Rechnungen angewandt werden, diese Frage läßt sich nur durch Drei-Körper-Kinematik-Rechnungen klären (In IV.2.4.2.1 wird gezeigt, wie sich die Wirkungsquerschnitte für ternäre Kernspaltung bzw. ternäre Quasi-Spaltung ändern, wenn statt $\Delta E < - 30 \%$ für ternäre Kernspaltung $\Delta E < - 20 \%$ gefordert wird).

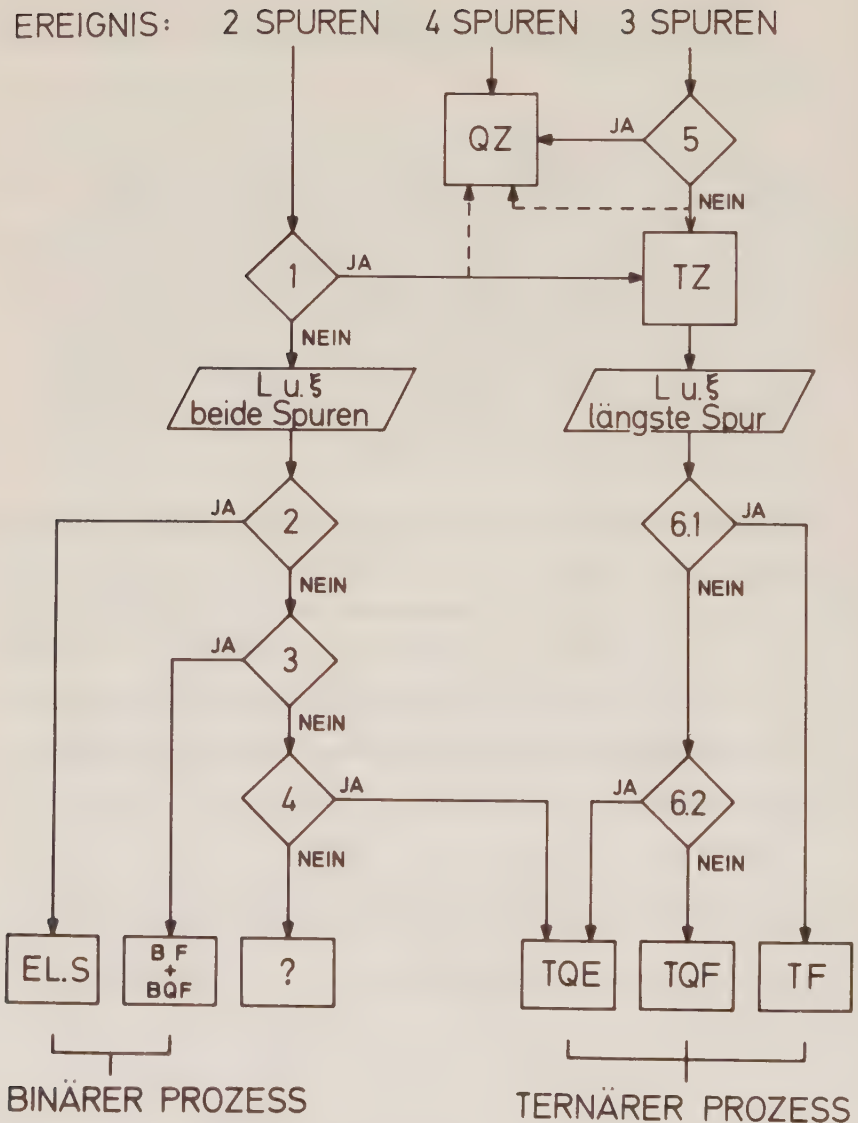


Abb. 20. Schematische Darstellung:

Verfahren der Zuordnung von Zwei-, Drei- und Vier-spurereignissen zu bestimmten Reaktionstypen (siehe Text)

Tab. 10: Bedingungen für die Zuordnung der Zwei- und Dreispurereignisse zu bestimmten Reaktionstypen
(Einzelheiten siehe Text)

1. Ist bei einem Zweispurereignis der projizierte Winkel α zwischen den Spuren $\alpha \leq 165^\circ$, so ist es dem ternären Zerfall (TZ) zuzuordnen.

2. Ein Zweispurereignis ist durch elastische Streuung (El.S) entstanden, wenn folgende Bedingungen erfüllt werden:

2.1 Der projizierte Winkel α zwischen den Spuren ist
 $\alpha > 170^\circ$

und

2.2 Die gemessenen Werte für die kurze Spur (Energie E_U und Winkel ξ_U) stimmen innerhalb der Fehlergrenzen

$$\Delta E_U = \pm 50 \% \text{ und } \Delta \xi_U = \pm 15 \% \quad (\text{für } \xi_{Kr} < 30^\circ) \text{ bzw.}$$

$$\Delta E_U = \begin{matrix} - 30 \% \\ + 15 \% \end{matrix} \text{ und } \Delta \xi_U = \pm 10 \% \quad (\text{für } \xi_{Kr} \geq 30^\circ)$$

mit den für elastische Streuung berechneten Daten überein.

3. Ein Zweispurereignis wird dem binären Zerfall (binäre Kernspaltung, BF oder Quasispaltung, BQF) zugeordnet, wenn folgende Bedingungen erfüllt werden:

3.1 Der projizierte Winkel α zwischen den Spuren ist $\alpha > 165^\circ$.

und

3.2 Die gemessenen Werte beider Spuren (Energie E_i und Winkel ξ_i) stimmen innerhalb der Fehlergrenzen

$$\Delta E_i = \begin{matrix} - & 20 \% \\ + & 5 \% \end{matrix} \text{ und } \Delta \xi_i = \pm 10 \%$$

mit den für Zwei-Körper-Kinematik berechneten Daten überein.

4. Ein Zweispurereignis ($\alpha > 165^\circ$) ist der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zuzuordnen, wenn folgende Bedingungen erfüllt werden:

4.1 Die Länge der langen Spur ist $l \geq 45 \mu\text{m}$.

und

4.2 Ausgehend vom gemessenen Winkel ξ der langen Spur, weicht der gemessene Winkel ξ der kurzen Spur um

$$\Delta \xi_U < - 20 \%$$

von dem für elastische Streuung berechneten Winkel ξ_U des U-Rückstoßions ab.

5. Ist bei einem Dreispurereignis der projizierte Winkel α zwischen zwei benachbarten Spuren $\alpha > 180^\circ$, so ist es dem quarternären (QZ) Zerfall zuzuordnen.

6. Dreispurereignisse und Zweispurereignisse mit $\alpha \leq 165^\circ$.

Ausgehend vom gemessenen Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)

der jeweils längsten Spur eines Ereignisses, wird deren (aus der Spurlänge berechnete) gemessene Energie mit der für das System $m_3/m_4 = 84/238$ (Quasi-Spaltung, BQF) bei gleichem ξ berechneten Energie des leichten Reaktionsproduktes verglichen.

6.1 Ist die gemessene Energie um $\Delta E < - 30 \%$ zu klein, so ist das Ereignis der ternären Kernspaltung (TF) zuzuordnen.

6.2 Ist die gemessene Energie um $\Delta E > + 5 \%$ zu groß, so ist das Ereignis der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zuzuordnen.

Erfüllt ein dem ternären Zerfall zugeordnetes Zwei- oder Dreispurereignis weder Bedingung 6.1 noch Bedingung 6.2, so ist es der ternären Quasi-Spaltung (TQF) zuzuordnen.

2.4 Ergebnis der Zuordnung

2.4.1 Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$)

2.4.1.1 Binärer Zerfall (BZ)

Von den 154 Zweispurereignissen ($\alpha > 165^\circ$) lassen sich 26 durch binäre Kernspaltung (BF) bzw. Quasispaltung (BQF) erklären, wie in IV.1.3 bereits gezeigt wurde. (Dort finden sich in Abb. 14 die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ dieser Ereignisse, in Abb. 15 ist die totale kinetische Energie TKE_{CM} gegen das Massenverhältnis m_3/m_4 der Reaktionsprodukte aufgetragen.)

Der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{BZ} = \sigma_{BF} + \sigma_{BQF}$$

für diese Prozesse ist

$$\sigma_{BZ} \geq (136 \pm 29) \text{ mbarn.}$$

Dabei ergeben sich aus der Anpassung

$$\begin{aligned} \sigma_{BF} &= (119 \pm 27) \text{ mbarn} \quad \text{für binäre Kernspaltung (BF)} \\ \text{und} \quad \sigma_{BQF} &= (16 \pm 10) \text{ mbarn} \quad \text{für Quasi-Spaltung (BQF).} \end{aligned}$$

Da jedoch der Übergang von einem Prozeß zum anderen nicht eindeutig ist, werden die einzelnen Wirkungsquerschnitte zu einem Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{BZ} für den binären Zerfall

zusammengezogen. Einige Ereignisse können innerhalb der Fehlergrenzen sowohl der binären Kernspaltung (BF) als auch der Quasi-Spaltung (BQF) zugeordnet werden.

2.4.1.2 Ternäre quasi-elastische Streuung, TQE

(2 Spuren mit $\alpha > 165^\circ$)

34 Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$) lassen sich der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zuordnen, weil sie die Bedingung 4 (Tab. 10) erfüllen. Sie sind bereits in Abb. 14 (Verteilungen der Winkel ξ und Spurlängen l der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse) berücksichtigt.

In Abb. 21 sind die Verteilungen der Winkel β (im Raum zwischen den Spuren) dargestellt für Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$):

- a) elastische Streuung
- b) ternäre quasi-elastische Streuung (TQE)
- c) nicht einzuordnende Ereignisse.

Aus ihr ist abzulesen, daß die 34 Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$) mit Recht der ternären quasi-elastischen Streuung zugeordnet wurden:

1. Wegen der großen Länge ($l \geq 45 \mu\text{m}$) der langen Spur kann es sich nur um quasi-elastisch gestreutes "Kr" handeln.
2. Erfolgte diese Streuung ohne Spaltung des angeregten

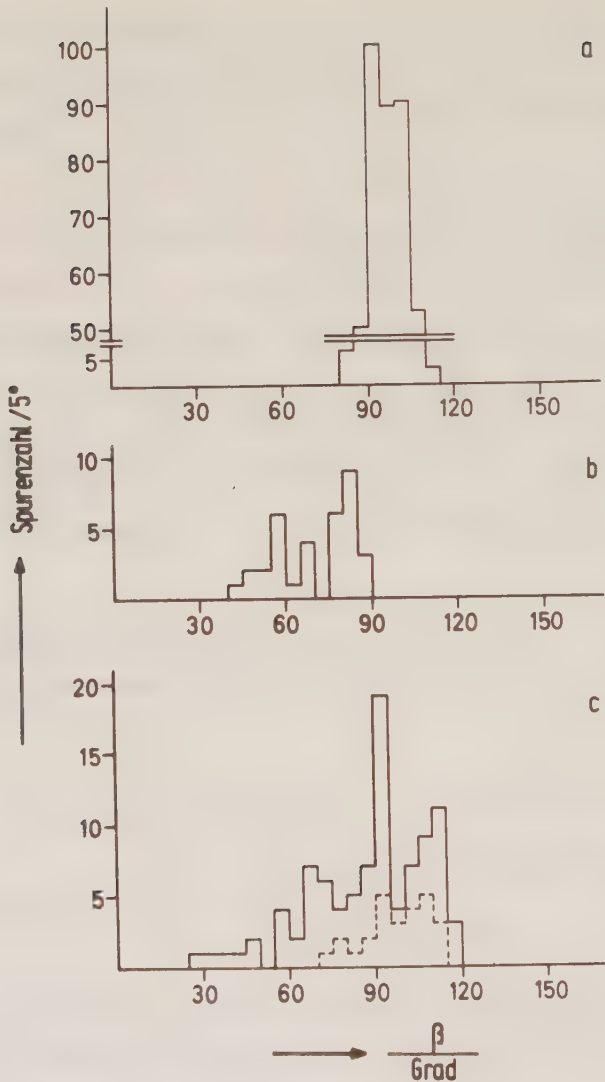


Abb. 21. Zweispurereignisse:

Verteilung der Winkel β (im Raum zwischen den Spuren) für a) elastische Streuung, b) ternäre quasi-elastische Streuung (TQE) und c) nicht einzuordnende Ereignisse (gestrichelt: durch binären Zerfall zu erklärende Ereignisse)

"U"-Kernes, müßte die Verteilung der Winkel β (im Raum zwischen den Spuren) dieser Ereignisse der entsprechenden Verteilung für elastische Streuung ähnlich sein, das wurde in IV.2.3.1 ausführlich dargelegt ($\beta \approx \xi_{\text{"Kr"}} + \xi_{\text{"U"}}$, weil $165^\circ < \alpha < 180^\circ$). Von dieser unterscheidet sie sich jedoch deutlich, so daß die 34 Ereignisse nur durch ternären Zerfall zu erklären sind.

2.4.1.3 Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$), die keinem bestimmten Reaktionstyp zugeordnet werden können

94 Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$) können keinem bestimmten Reaktionstyp zugeordnet werden.

In Abb. 22 sind die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen l der nicht einzuordnenden Ereignisse dargestellt. Die Verteilung der Spurlängen der längsten Spur ist sehr breit und reicht vom Bereich der für die U-Spaltung mit thermischen Neutronen typischen Spurlängen bis zu Spurlängen elastisch gestreuten Kryptons. Somit sind von der Kernspaltung bis zur quasi-elastischen Streuung alle Reaktionen möglich.

Ein Teil dieser 94 Ereignisse gehört möglicherweise zu ternären Zerfällen (bei denen ein Reaktionsprodukt nicht registriert wurde):

1. Die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) in Abb. 22 haben eine auffallende Ähn-

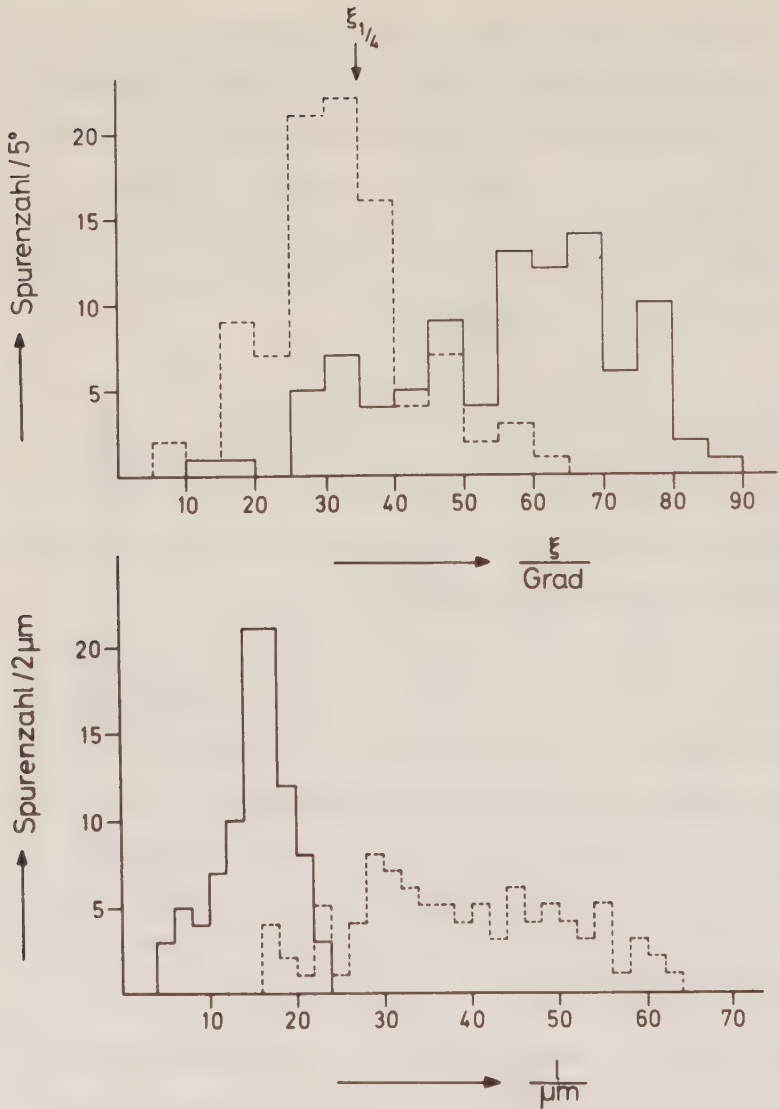


Abb. 22. Zweispurereignisse, die keinem bestimmten Reaktionstyp zugeordnet werden können:
Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängen l
Gestrichelt: jeweils längste Spur

lichkeit mit den entsprechenden Verteilungen der Dreispurereignisse (vergl. Abb. 12).

2. In Abb. 21 (Winkel β im Raum zwischen den Spuren) ist zu sehen, daß die für die nicht einzuordnenden Ereignisse gemessene Verteilung (c) breiter ist als die (gestrichelt eingetragene) Verteilung der durch binären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse. Es werden im besonderen kleine Winkel beobachtet, die nach den Berechnungen der Zwei-Körper-Kinematik für binäre Zerfallsprozesse unwahrscheinlich sind.

2.4.2 Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$) und Dreispurereignisse

Für die Zuordnung der Dreispurereignisse und der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse zu bestimmten Reaktionstypen (siehe IV.2.2 und IV.2.3.2) wurden die mit $TKE_{CM} = 280$ MeV berechneten (Zwei-Körper-) Kinematik-Daten der Quasi-Spaltung (BCF) benutzt, weil die nach VIOLA ²⁷⁾ berechnete TKE_{CM} für das System U + Kr ergibt: $TKE_{CM} = 278$ MeV.

2.4.2.1 Dreispurereignisse

16 Ereignisse erfüllen die Bedingung 6.1 (Tab. 10), sie sind demnach der ternären Kernspaltung (TF) zuzuordnen. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{TF,3Sp.}$ für diesen Prozeß ist

$$\sigma_{TF,3Sp.} = (47 \pm 15) \text{ mbarn.}$$

Tab. 11: Wirkungsquerschnitte der 3 Reaktionstypen des ternären Zerfalls, wie sie sich durch die Anwendung verschiedener Zuordnungsbedingungen ergeben (Dreispureignisse).

Es bedeuten: TKE_{CM} : totale kinetische Energie der Reaktionsprodukte, mit welcher die Zwei-Körper-Kinematik ($m_3/m_4 = 84/238$, Quasi-Spaltung, BQF) gerechnet wurde, ΔE : für die Zuordnung zur ternären Kernspaltung (TF) geforderte Abweichung der gemessenen von der nach der Zwei-Körper-Kinematik berechneten Energie (Bedingung 6.1, Tab. 10) der jeweils längsten Spur eines Ereignisses. Bedingung für die Zuordnung zur ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) ist immer eine Abweichung der gemessenen von der berechneten Energie der jeweils längsten Spur eines Ereignisses von $\Delta E > + 5 \%$ (Bedingung 6.2, Tab. 10).

* In der hier vorgelegten Arbeit angewandt

Bedingung	TKE_{CM} MeV	ΔE %	$\sigma_{TF, 3Sp.}$ mbarn	$\sigma_{TQF, 3Sp.}$ mbarn	$\sigma_{TQE, 3Sp.}$ mbarn
a	260	< - 20	(62 ± 16)	(80 ± 19)	(194 ± 31)
b	260	< - 30	(30 ± 12)	(122 ± 24)	(194 ± 31)
c	280	< - 20	(105 ± 22)	(58 ± 16)	(191 ± 30)
d*	280	< - 30	(47 ± 15)	(103 ± 21)	(191 ± 30)
e	300	< - 20	(118 ± 23)	(71 ± 17)	(167 ± 28)
f	300	< - 30	(48 ± 16)	(128 ± 24)	(167 ± 28)

31 Ereignisse erfüllen weder Bedingung 6.1 (Tab. 10), noch Bedingung 6.2 (Tab. 10) und werden deshalb der ternären Quasi-Spaltung (TQF) zugerechnet. Der Wirkungsquerschnitt

$\sigma_{\text{TQF}, 3\text{Sp.}}$ ist

$$\sigma_{\text{TQF}, 3\text{Sp.}} = (103 \pm 21) \text{ mbarn.}$$

Die restlichen 50 Ereignisse werden der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet, da sie die Bedingung 6.2 (Tab. 10) erfüllen. Das ergibt einen Wirkungsquerschnitt

$\sigma_{\text{TQE}, 3\text{Sp.}}$ von

$$\sigma_{\text{TQE}, 3\text{Sp.}} = (191 \pm 30) \text{ mbarn.}$$

Tab. 11 gibt einen Eindruck davon, welchen Einfluß die Zuordnungsbedingungen auf die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte σ der drei Reaktionstypen des ternären Zerfalls haben. In der hier vorgelegten Arbeit wird Bedingung d benutzt ($\text{TKE}_{\text{CM}} = 280 \text{ MeV}$, siehe oben; und $\Delta E < -30\%$ als Bedingung für ternäre Kernspaltung TF, siehe IV.2.3.2).

Die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der in die drei Reaktionstypen des ternären Zerfalls eingeordneten Dreispurereignisse zeigen Abb. 23 und Abb. 24.

Die Spurlängen der kurzen Spuren liegen im Bereich der Spurlängen, die Spaltprodukte der Kernspaltung von Uran mit

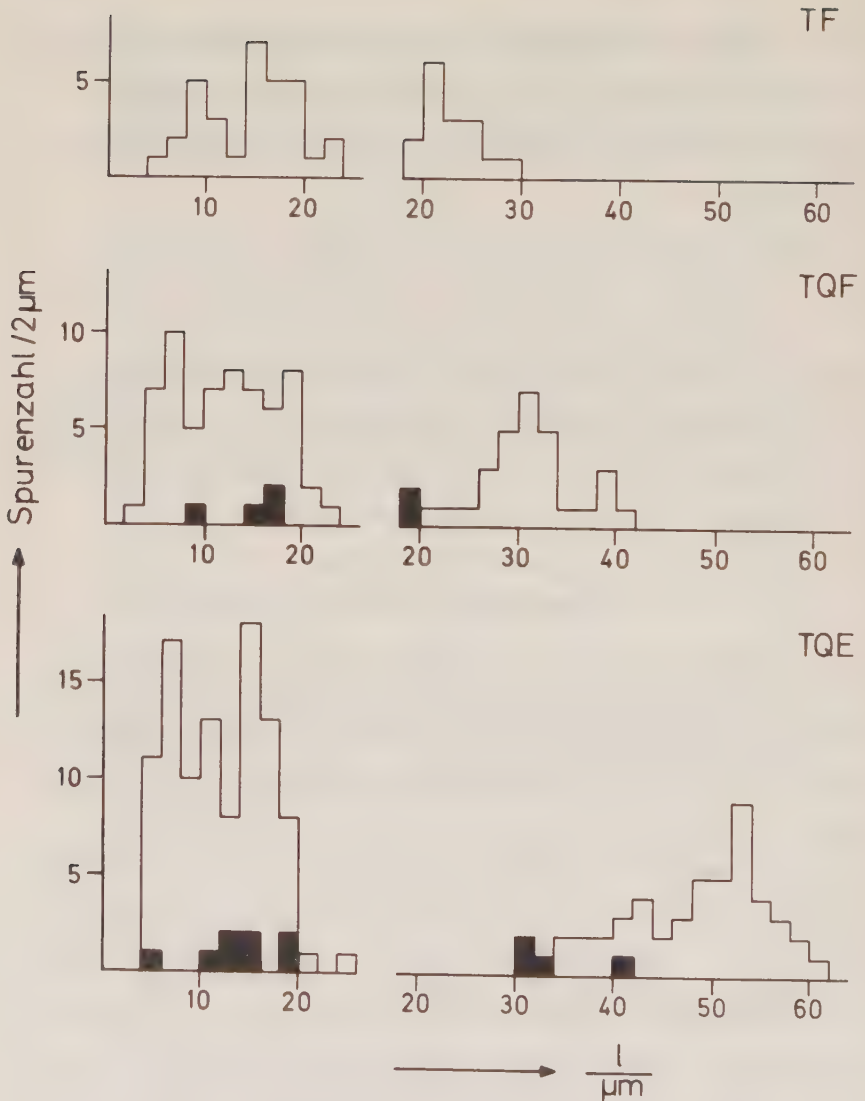


Abb. 23. Dreispurereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF), ternären Quasi-Spaltung (TQF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden: Verteilungen der Spurlängen l
Markierte Ereignisse; siehe Text

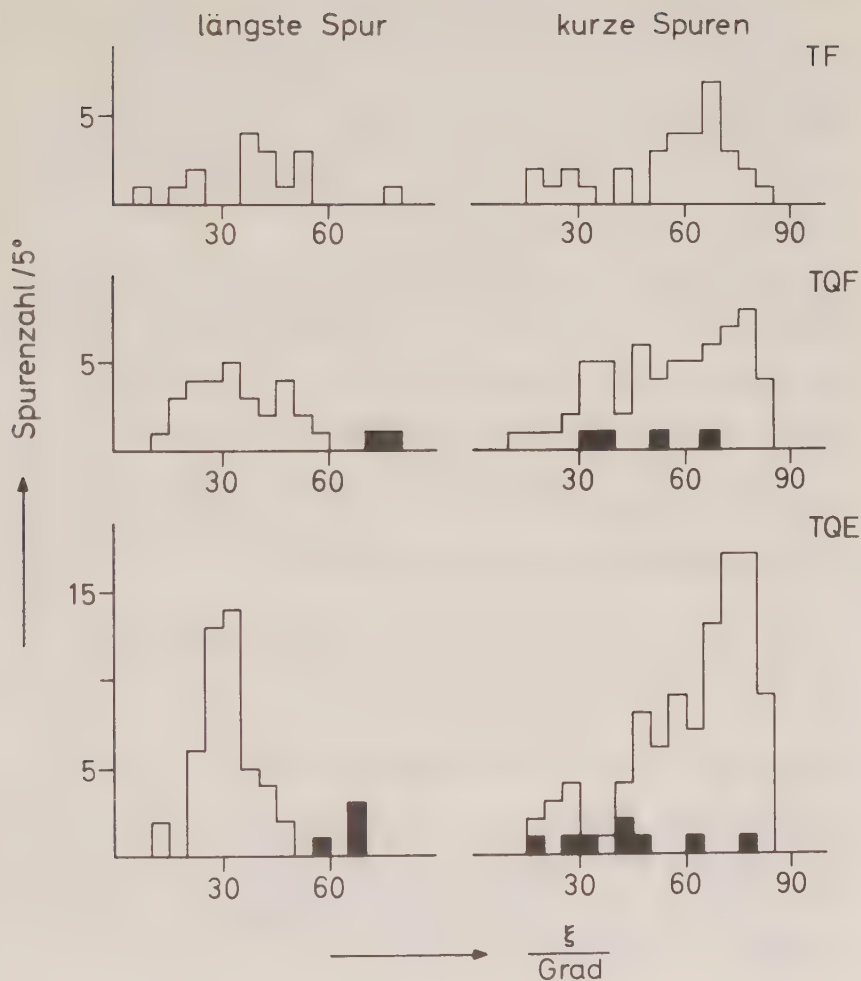


Abb. 24. Dreispurereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF), ternären Quasi-Spaltung (TQF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden: Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) Markierte Ereignisse: siehe Text

thermischen Neutronen in Glimmer erzeugen.

Die Spurlängen der langen Spuren sind bei der ternären Kernspaltung (TF) kurz ($l < 30 \mu\text{m}$) bei der ternären Quasi-Spaltung (TQF) gruppieren sie sich um $l = 30 \mu\text{m}$, bei der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) ist ihre Verteilung sehr breit und reicht bis in den Längenbereich, der bei der elastischen Streuung gemessen wird.

Die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der längsten Spuren sind bei der ternären Kernspaltung (TF) und ternären Quasi-Spaltung (TQF) breit, gruppieren sich jedoch bei der ternären Quasi-Spaltung (TQF) um den "quarter point" ($\xi_{1/4}$). Bei der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) ist deutlich ein Peak bei $\xi_{1/4}$ zu sehen, was nach IV.2.1 zu erwarten ist.

In Abb. 19 ist die Spurlänge l der jeweils längsten Spur der Dreispurereignisse gegen den Winkel ξ , unter dem sie beobachtet wird, aufgetragen. Es zeigt sich, daß es nicht möglich ist, einen klaren Trennstrich zwischen den 3 Reaktionstypen des ternären Zerfalls zu ziehen, weil der Übergang zwischen ihnen diffus ist. Unter diesem Gesichtspunkt müssen die für die 3 Reaktionstypen angegebenen Wirkungsquerschnitte gesehen werden.

Sechs Dreispurereignisse, die der ternären Quasi-Spaltung (TQF) und der ternären quasi-elastischen Streuung (TQE)

zugeordnet wurden (sie sind in Abb. 23 und 24 markiert), fallen bezüglich der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) ihrer langen Spuren aus dem Rahmen: Die Winkel ξ sind die größten der jeweiligen Verteilungen, und es ist nach dem in IV.2.1 Gesagten unwahrscheinlich, daß bei der Quasi-Spaltung und quasi-elastischen Streuung "Kr"-Ionen mit diesen großen Winkeln ξ beobachtet werden.

Auffällig ist weiter, daß die Spurlängen der längsten Spuren dieser Ereignisse die kleinsten der jeweiligen Verteilungen sind.

Da sichergestellt ist, daß es sich nicht um Meßfehler handelt, liegt die Vermutung nahe, daß diese Ereignisse durch quarternäre Zerfälle entstanden sein könnten, bei denen eine Spur nicht registriert wurde; oder es hat bei der "unelastischen" Streuung ein größerer Massentransfer als bei den übrigen Ereignissen stattgefunden.

2.4.2.2 Zweispurereignisse ($\alpha \leq 165^\circ$)

21 Ereignisse erfüllen die Bedingung 6.1 (Tab. 10) für die Zuordnung zur ternären Kernspaltung (TF). Das ergibt einen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{TF, 2Sp.}$ von

$$\sigma_{TF, 2Sp.} = (107 \pm 25) \text{ mbarn.}$$

77 Ereignisse werden der ternären Quasi-Spaltung (TQF) zuge-

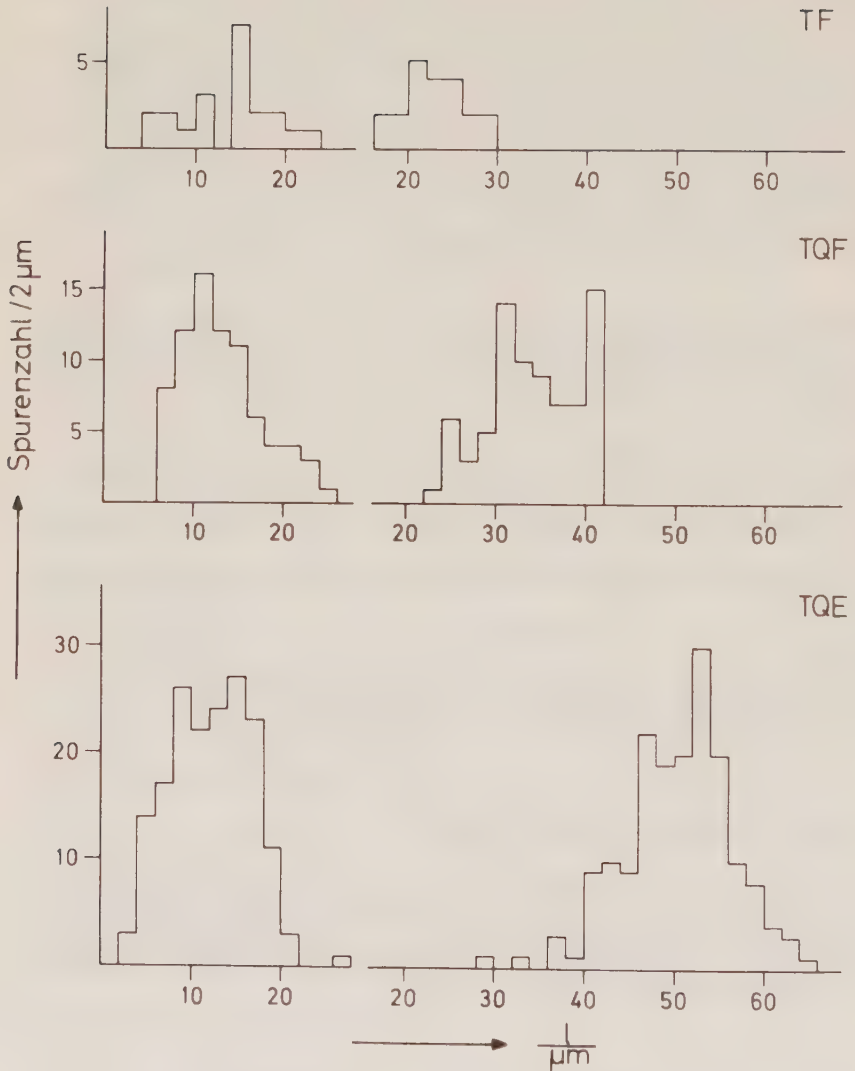


Abb. 25. Zweispurereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF), ternären Quasi-Spaltung (TCF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden: Verteilungen der Spurlängen l

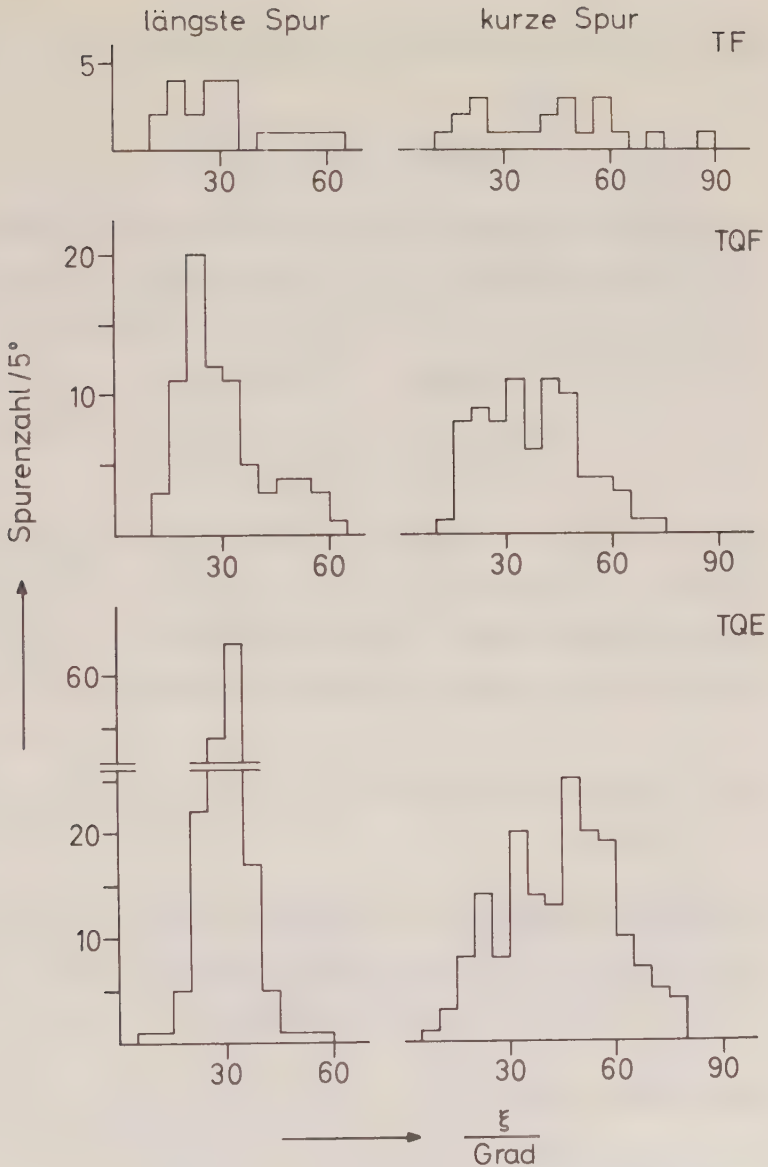


Abb. 26. Zweispurereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF), ternären Quasi-Spaltung (TQF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden: Verteilung der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)

ordnet, der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{TQF}, 2\text{Sp.}}$ ist:

$$\sigma_{\text{TQF}, 2\text{Sp.}} = (411 \pm 56) \text{ mbarn.}$$

171 Ereignisse (einschließlich der 34 durch TQE zu erklärenden Zweispurereignisse, $\alpha > 165^\circ$) können durch ternäre quasi-elastische Streuung (TQE) erklärt werden, der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{TQE}, 2\text{Sp.}}$ ergibt sich zu:

$$\sigma_{\text{TQE}, 2\text{Sp.}} = (919 \pm 96) \text{ mbarn.}$$

Die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) dieser Zweispurereignisse (Abb. 25 und 26) zeigen für die 3 Reaktionstypen ein ähnliches Bild wie die entsprechenden Verteilungen der Dreispurereignisse.

2.4.3 Wirkungsquerschnitte für die drei Typen des ternären Zerfalls

Faßt man die Ergebnisse der Zuordnung der Dreispur- und Zweispurereignisse zu bestimmten Reaktionstypen zusammen, so ergeben sich folgende Wirkungsquerschnitte:

Ternäre Kernspaltung, TF: $\sigma_{\text{TF}} = (145 \pm 30) \text{ mbarn}$

Ternäre Quasi-Spaltung, TQF: $\sigma_{\text{TQF}} = (537 \pm 66) \text{ mbarn}$

Ternäre quasi-elastische Streuung, TQE:

$$\sigma_{\text{TQE}} = (1106 \pm 111) \text{ mbarn}$$

In Abb. 27 und 28 sind die Verteilungen der Spurlängen l und Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) aller Dreispur- und durch ternären Zerfall zu erklärenden Zweispurereignisse, die den drei Reaktionstypen zugeordnet wurden, dargestellt.

Die Verteilungen der Spurlängen l der jeweils längsten Spuren zeigen Peaks bei $20 \mu\text{m}$ (TF), $30 \mu\text{m}$ (TQF) bzw. $52 \mu\text{m}$ (TQE). Sie sind jedoch breit und lassen erkennen, daß zwischen den drei Reaktionstypen fließende Übergänge bestehen.

Die Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) der jeweils längsten Spur haben im Falle der durch ternäre Quasi-Spaltung (TQF) bzw. ternäre quasi-elastische Streuung (TQE) entstandenen Ereignisse Peaks in der Nähe des "quarter-point", während sie im Falle der Kerndreierspaltung (TF) breit und ohne Struktur ist.

Auffällig sind die bei ternärer Quasi-Spaltung (TQF) auftretenden Peaks bei $40 \mu\text{m}$ bzw. 20° , die durch die gleichen (Zweispur-) Ereignisse hervorgerufen werden (Diese sind in den entsprechenden Verteilungen markiert). Es ist im Augenblick jedoch nicht möglich zu sagen, ob es sich hier um Zufälligkeiten handelt oder nicht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mehr als 90 % der durch ternären Zerfall zu erklärenden Zwei- und Dreispur-

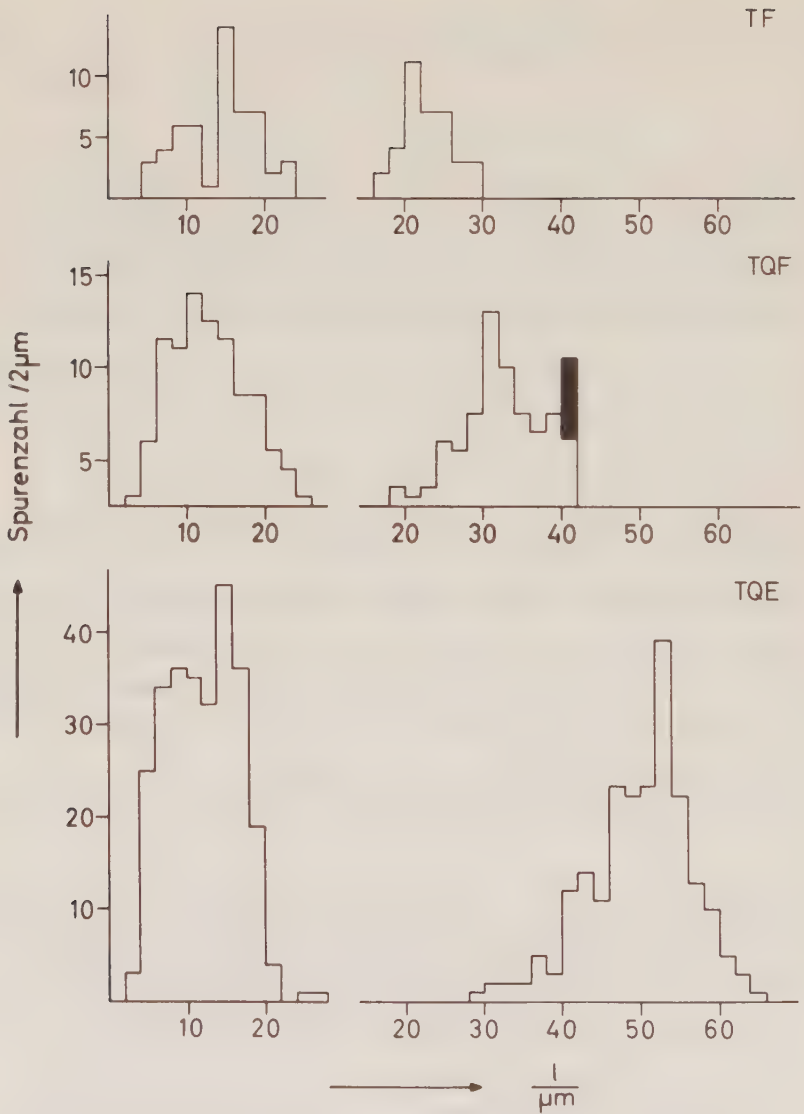


Abb. 27. Zwei- und Dreispurereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF), ternären Quasi-Spaltung (TQF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden:

Verteilungen der Spurlängen l

Markierte Ereignisse: siehe Text

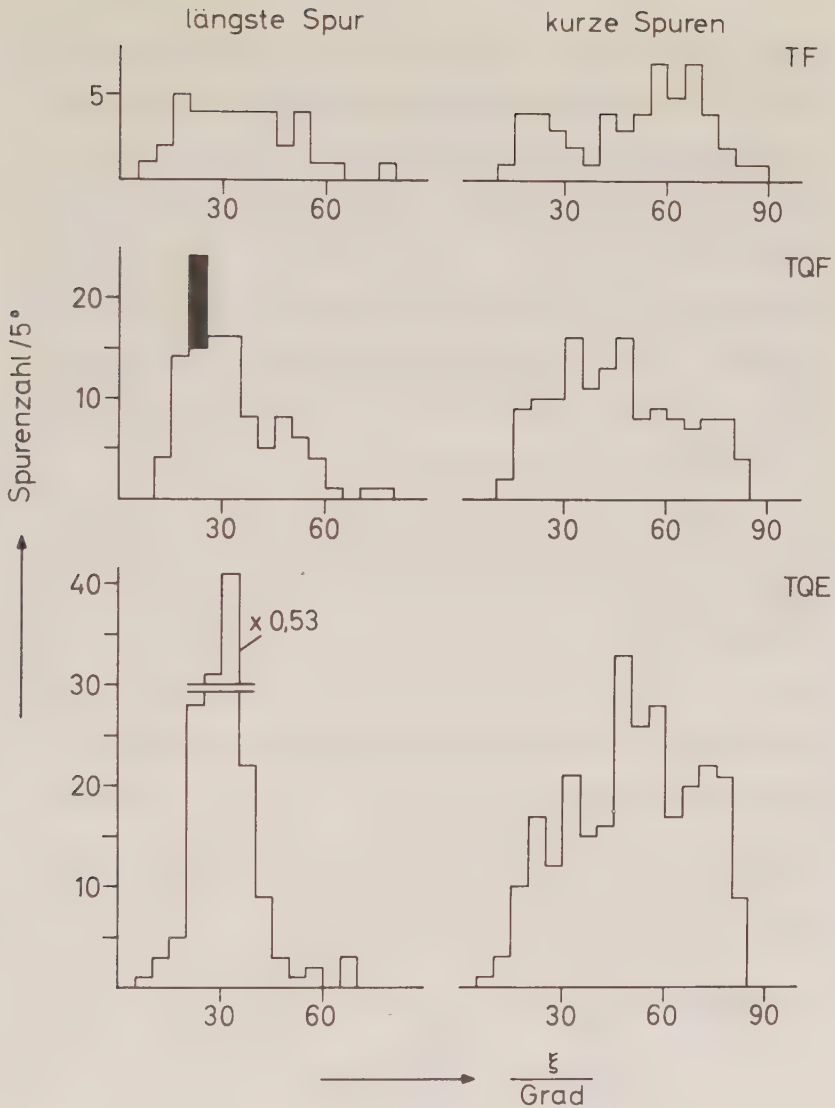


Abb. 28. Zwei- und Dreispurereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF), ternären Quasi-Spaltung (TQF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden:
 Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung)
 Markierte Ereignisse: siehe Text

ereignisse durch mehr oder weniger unelastische Streuung der Kr-Ionen mit anschließender Spaltung des angeregten "U"-Rückstoßkernes entstanden sind. Man sollte die Ereignisse als "sequentiellen Zerfall" (oder "sequential decay") bezeichnen.

Weniger als 10 % lassen sich der ternären Kernspaltung (TF) zuordnen, wie sie in IV.2.2 definiert wurde. Es muß offen bleiben, ob es sich dabei um einen ein- oder zweistufigen Prozeß handelt.

An dieser Stelle wird nun auch der in IV.1.2.1 schon angesprochene Vergleich mit Experimenten ähnlicher Art verständlich:

Im Experiment zur Untersuchung der Reaktion $U + 540 \text{ MeV Fe}$ ⁹⁾ wird bezüglich der Zweispurereignisse kein Unterschied gemacht zwischen Ereignissen, deren projizierter Winkel α zwischen den Spuren $\alpha \leq 165^\circ$ oder $\alpha > 165^\circ$ ist. Die latenten Spuren der Fe-Ionen bzw. der Reaktionsprodukte mit vergleichbaren Massen werden ausgeheilt.

Das Verhältnis $\sigma_{3\text{Sp.}} / \sigma_{2\text{Sp.}}$ ist

$$\sigma_{3\text{Sp.}} / \sigma_{2\text{Sp.}} = 4,3 \%$$

Würden in dem hier durchgeführten Experiment zur Untersuchung der Reaktion $U + 800 \text{ MeV}$ die latenten Spuren von Reaktionsprodukten mit projektilähnlichen Massen ausgeheilt, so hätte das folgenden Effekt:

1. Als Dreispurereignisse verbleiben die 16 durch ternäre Kernspaltung zu erklärenden Dreispurereignisse.
2. Bei den restlichen 81 Dreispurereignissen, die der ternären Quasispaltung (TQF) und ternären quasi-elastischen Streuung (TQE) zugeordnet wurden, wird eine Spur durch ein projektilähnliches Reaktionsprodukt erzeugt. Diese würde ausgeheilt, so daß diese ternären Zerfälle als Zweispurereignisse erscheinen würden.

3. An Zweispurereignissen verblieben die 5 durch ternäre Kernspaltung (TF) zu erklärenden Zweispurereignisse, ferner maximal die 26 durch binären Zerfall und die 94 nicht zu erklärenden Zweispurereignisse (von denen aber möglicherweise ein Teil durch Ausheilen zum Einspurereignis würde).

Die übrigen Zweispurereignisse würden zu Einspurereignissen.

Damit ergäben sich 16 Dreispur- und 206 Zweispurereignisse, so daß

$$\sigma_{3\text{Sp.}} / \sigma_{2\text{Sp.}} \approx 8 \% \quad (\sigma_{3\text{Sp.}} \text{ und } \sigma_{2\text{Sp.}} \text{ wie in } 9) \\ \text{definiert)}$$

Das wäre gegenüber der Reaktion $U + 540 \text{ MeV Fe}$ immerhin noch ein Anstieg von $\sigma_{3\text{Sp.}} / \sigma_{2\text{Sp.}}$ um ungefähr das Doppelte.

V. ZUSAMMENFASSUNG

1. Für die Untersuchung von Reaktionen, die mit sehr schweren Ionen induziert werden, wurde eine neue Experimentiertechnik mit Glimmer als Detektor (2π -Geometrie) entwickelt. Das Prinzip der Technik besteht darin, daß mit niederem Primärionen-Fluß (ca. $2 \cdot 10^6$ Ionen $\cdot$ cm $^{-2}$) bestrahlt und die latenten Spuren der Primärionen nicht ausgeheilt werden. Mit dieser Technik wurde die Reaktion $U + 800$ MeV Kr untersucht.
2. Da die latenten Spuren der Primärionen nicht ausgeheilt werden, sind außer Zweispurereignissen, die durch Kernreaktionen entstanden sind, auch solche zu sehen, die von Rutherford-Streuung herrühren. Es wurde ein Verfahren angegeben, mit dem sich die Zweispurereignisse einer von beiden Entstehungsarten zuordnen lassen.

Der Vergleich zwischen berechnetem ($\xi_{1/4, Th.} = 33,1^\circ$) und experimentell bestimmtem ($\xi_{1/4, exp.} = [33,75 \pm 1,65]^\circ$) "quarter point" zeigt, daß das vorgeschlagene Verfahren geeignet ist, Zweispurereignisse zu erkennen, die durch Rutherford-Streuung entstanden sind.

Für den größten Bahndrehimpuls, bei dem es zu Kernreaktionen kommt ($l_{max.}$), ergibt sich aus $\xi_{1/4, exp.}$ durch Rechnung:

$$l_{max, exp.} = (407 \pm 20).$$

3. Bei der Untersuchung der durch Kernreaktionen entstandenen Ereignisse wurde festgestellt, daß der ternäre Zerfall (der Zerfall in 3 Bruchstücke, deren Masse größer ist als 30 u) mit

$$(0,74 \pm 0,14) \sigma_{R,exp.} \leq \sigma_{TZ} \leq (0,94 \pm 0,06) \sigma_{R,exp.}$$

den Hauptzerfallskanal der Reaktion $U + 800 \text{ MeV Kr}$ darstellt.

Dabei ist der Anteil beobachteter Dreispurereignisse an allen durch Kernreaktionen entstandenen Mehrspurereignissen mit $\simeq 15 \%$ der größte in vergleichbaren Experimenten bisher gefundene Wert.

Der gemessene Reaktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{R,exp.}$ ist

$$\sigma_{R,exp.} = (2471 \pm 210) \text{ mbarn},$$

der berechnete ($\sigma_{R,Th.}$) Reaktionswirkungsquerschnitt ist

$$\sigma_{R,Th.} = (3100 \pm 620) \text{ mbarn}.$$

4. Erstmals konnten ein Ereignis mit 4 Spuren sowie ein Dreispurereignis, dessen größter projizierter Winkel α zwischen zwei benachbarten Spuren $\alpha > 180^\circ$ ist, beobachtet werden. Beide werden als Ereignisse interpretiert, die durch quarternären Zerfall (Zerfall in 4 Bruchstücke) entstanden sind.

5. Es wurde erstmals der Versuch unternommen, die durch Kernreaktionen entstandenen Zwei- und Dreispurereignisse bestimmten Reaktionstypen zuzuordnen:

5.1 26 Zweispurereignisse können durch binären Zerfall (Zerfall in 2 Bruchstücke) erklärt werden. Der Wirkungsquerschnitt σ_{BZ} ist

$$\sigma_{BZ} \geq (136 \pm 29) \text{ mbarn.}$$

Es ist nicht auszuschließen, daß ein Teil dieser Ereignisse durch binäre Kernspaltung eines Verbundkernes entstanden ist.

5.2 Für die Reaktionstypen des ternären Zerfalls wurden folgende Wirkungsquerschnitte ermittelt:

Ternäre Kernspaltung (TF): $\sigma_{TF} = (145 \pm 30) \text{ mbarn}$

Ternäre Quasi-Spaltung (TQF): $\sigma_{TQF} = (537 \pm 66) \text{ mbarn}$

Ternäre quasi-elastische
Streuung (TQE): $\sigma_{TQE} = (1106 \pm 111) \text{ mbarn}$

Dabei muß angemerkt werden, daß zwischen den einzelnen Reaktionstypen ein fließender Übergang besteht.

Auch hier ist nicht auszuschließen, daß ein Teil der Ereignisse, die der ternären Kernspaltung (TF) zugeordnet wurden, durch ternäre Kernspaltung eines Verbundkernes entstanden ist.

Die gefundenen Wirkungsquerschnitte lassen sich kaum mit Resultaten anderer Experimente vergleichen, weil entsprechende Untersuchungen mit derartig hohen Kr-Energien noch nicht ausgeführt wurden und theoretische Berechnungen mit Hilfe verschiedener Modelle erheblich voneinander abweichen.

Aus einem der möglichen Modelle ²⁸⁾ ergibt sich als Fusionswirkungsquerschnitt σ_{fus} für das System U + 800 MeV Kr:

$$\sigma_{\text{fus}} \simeq 250 \text{ mbarn.}$$

Damit verglichen ist die Summe σ_{S} aus σ_{BZ} und σ_{TF} :

$$\sigma_{\text{S}} \geq (281 \pm 85) \text{ mbarn.}$$

VI. ANHANG (IN DIESER ARBEIT BENUTZTE FORMELN UND BERECHNUNGEN)

1. Kinematik elastische Streuung ²⁹⁾

Ein Partikel (Masse M_1 , kinetische Energie E_0 [Labor-system]) wird am ruhenden Targetkern (Masse M_2) elastisch gestreut und im Labor mit dem Streuwinkel ξ beobachtet.

Laborenergie E_1 des gestreuten Partikels (M_1):

$$E_1 = \frac{E_0 M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left(\cos \xi + \left[(M_2/M_1)^2 - \sin^2 \xi \right]^{1/2} \right)^2 \quad (1)$$

Laborenergie des Rückstoßkernes (M_2):

$$E_2 = E_0 - E_1 \quad (2)$$

Laborwinkel ξ des Rückstoßkernes (M_2):

$$\xi = \arcsin \left[\left(\frac{M_1 E_1}{M_2 E_2} \right)^{1/2} \cdot \sin \xi \right] \quad (3)$$

Partieller Wirkungsquerschnitt σ'_P (Schwerpunktsystem) für Rutherfordstreuung in den Winkelbereich $[\xi'_1, \xi'_2]$:

$$\sigma'_P = 4\pi \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E'_0} \right)^2 \left[- \frac{1}{\sin^2 \frac{\xi'}{2}} \right]_{\xi'_1}^{\xi'_2} \quad (4)$$

Z_1, Z_2 : Kernladungszahl einkommendes Partikel bzw. Target

E'_0 : Kinetische Energie (Schwerpunktsystem)

e^2 : $1,44 \cdot 10^{-13}$ MeV cm

ξ'_1, ξ'_2 : Streuwinkel im Schwerpunktsystem (gestreutes Partikel M_1)

Umrechnung Streuwinkel ξ (Laborsystem) in Streuwinkel ξ' (Schwerpunktsystem) :

$$\xi' = \arccos \left[\frac{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \xi (1-M^2) + 1} - M \operatorname{tg}^2 \xi}{\operatorname{tg}^2 \xi + 1} \right] \quad (5)$$

($M = M_1 / M_2$)

2, Berechnung des "quarter point" ($\xi_{1/4}$) und des maximalen Drehimpulses $l_{\max}$

Die Art der Wechselwirkung zwischen schweren Ionen wird wesentlich von der Größe des Stoßparameters b (siehe Abb.18) bestimmt. Durch die Größe b wird der Bahndrehimpuls l im System (Target + Projektil) festgelegt.

Es gibt einen maximalen Bahndrehimpuls $l_{\max}$, der folgende Bedeutung hat: Bei $l < l_{\max}$ (Stoßparameter b klein) kommt es zu Kernreaktionen, bei $l > l_{\max}$ (Stoßparameter b groß) dagegen zu elastischer Streuung ("sharp cut-off"-Modell).

FRAHN ²¹⁾ hat gezeigt, wie $l_{\max}$ und der "quarter point"

$\xi_{1/4}$ berechnet werden:

$$l_{\max} = 2 h (1-h^{-1})^{1/2} \cdot \eta \quad (6)$$

$$\xi_{1/4} = 2 \arctg \frac{\eta}{l_{\max}} \quad (7)$$

$$\text{mit } \eta = \frac{Z_1 Z_2}{137 \cdot \beta} \quad (\text{Coulombparameter}) \quad (8)$$

$$h = \frac{E'_0}{V_c} \quad (9)$$

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (\text{Coulomb-Barriere}) \quad (10)$$

$$R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (11)$$

Z_1, Z_2, e^2, E'_0 : Wie in VI. 1

β : relative Geschwindigkeit zwischen Projektil-
und Targetkern

A_1, A_2 : Massenzahlen Projektil und Target

r_0 : Reaktions-Radiusparameter

Für das System $^{238}\text{U} + 800 \text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$ sind $\xi_{1/4}$ und $l_{\max}$
mit $r_0 = 1,395 \text{ fm}$ (aus Abb. 8, Ref. 30):

$$\xi_{1/4} (\text{Laborsystem}) = 33,1^0$$

$$l_{\max} = 416$$

3. Berechnung des theoretischen Reaktionswirkungsquerschnitts $\sigma_{R,Th}$.

Mit dem wie in VI.2 berechneten Wert für $l_{\max}$ ist $\sigma_{R,Th}$:

$$\sigma_{R,Th} = \pi \lambda^2 (l_{\max} + 1)^2 \quad (12)$$

$$\lambda = \frac{4,572}{\sqrt{m_r E_0}} \quad [\text{fm}] \quad \begin{array}{l} \text{(De Broglie-Wellenlänge,} \\ \text{nicht-relativistische} \\ \text{Näherung)} \end{array} \quad (13)$$

$$m_r = \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)} \quad \text{(reduzierte Ruhemasse)} \quad (14)$$

M_1, M_2, E_0' : Wie in VI.1

Berechnung von $\sigma_{R,Th}$ für das System $^{238}\text{U} + 800 \text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$:

Aus Abb. 8, Ref. 30, in der r_0 gegen $Z_1 Z_2$ aufgetragen ist (hierbei handelt es sich um eine Anpassung dieser Abhängigkeit an Meßwerte verschiedener untersuchter Reaktionen), wird $r_0 = 1,395 \text{ fm}$ abgelesen und damit $l_{\max} = 416$ berechnet. Damit ergibt sich

$$\sigma_{R,Th} = 3100 \text{ mbarn}$$

BIRKELUND et al. ³⁰⁾ schreiben, daß die Genauigkeit eines nach dieser Methode berechneten Wirkungsquerschnittes besser ist als $\pm 20 \%$, so daß

$$\sigma_{R,Th} = (3100 \pm 620) \text{ mbarn.}$$

4. Berechnung von Wirkungsquerschnitten σ und Fehlerrechnung für $\Delta\sigma/\sigma$

Der gemessene Wirkungsquerschnitt σ ist:

$$\sigma = \frac{N}{\Phi \cdot A} \quad (15)$$

mit N: Anzahl der gemessenen Ereignisse

Φ : Ionenfluß $\cdot \text{cm}^{-2}$

A: Anzahl der Targetnuklide

Der relative Fehler $\Delta\sigma/\sigma$ ist gemäß dem Gauss'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2} \quad (16)$$

5. Zwei-Körper-Kinematik ²⁹⁾

Ein Partikel (Masse M_1 , kinetische Energie E_1 [Laborsystem]) reagiert beliebig mit dem ruhenden Targetkern (Masse M_2).

Es werden zwei Reaktionsprodukte beobachtet:

1. Ein leichtes (Masse M_3 , kinetische Energie E_3 [Laborsystem]) und
2. ein schweres (Masse M_4 , kinetische Energie E_4 [Laborsystem]).

Zunächst werden mit

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4)c^2 \quad (\text{Wärmetönung der Reaktion}) \quad (17)$$

$$\text{und} \quad E_T = E_1 + Q = E_3 + E_4 \quad (18)$$

die Hilfsgrößen A, B, C und D bestimmt:

$$A = \frac{M_1 M_4 E_1}{M E_T} \quad (19)$$

$$B = \frac{M_1 M_3 E_1}{M E_T} \quad (20)$$

$$C = \frac{M_2 M_3}{M} \left[1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right] \quad (21)$$

$$D = \frac{M_2 M_4}{M} \left[1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right] \quad (22)$$

$$M = (M_1 + M_2)(M_3 + M_4) \quad (23)$$

Wird nun das leichte Produkt unter dem Winkel ξ_3 (Strahlrichtung/Bewegungsrichtung M_3) im Labor beobachtet, so ist

Laborenergie E_3 des leichten Produktes (M_3):

$$E_3 = B E_T \left[\cos \xi_3 + \left(\frac{D}{B - \sin^2 \xi_3} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (24)$$

Laborenergie E_4 des schweren Produkts (M_4):

$$E_4 = E_T - E_3 \quad (25)$$

Laborwinkel ξ_4 des schweren Produkts (M_4):

$$\xi_4 = \arcsin \left[\left(\frac{M_3 E_3}{M_4 E_4} \right)^{1/2} \cdot \sin \xi_3 \right] \quad (26)$$

LITERATURVERZEICHNIS

1. R.D. Present, Phys. Rev., 59 (1941) 466
2. R.L. Fleischer, P.B. Brice, R.M. Walker, E.L. Hubbard, Phys. Rev., 143 (1966) 943
3. R. Brandt, Angewandte Chemie, 83 (1971) 1000
4. P. Vater, H.-J. Becker, R. Brandt, A.H. Boos (wird publiziert)
5. R. Brandt, F. Carbonara, E. Cieslak, I. Jarstorff, J. Piekarz, R. Rinzivillo, J. Zakrzewski, Journal de Physique, 31 (1970) 21
6. P. Vater, R. Brandt (wird publiziert)
7. V.P. Perehygin, N.H. Shadieva, S.P. Tretiakova, A.H. Boos, R. Brandt, Nucl. Phys., A 127 (1969) 577
8. P. Vater, R. Brandt, Radiochim. Acta, 21 (1974) 191
9. H.-J. Becker, P. Vater, R. Brandt, A.H. Boos, H. Diehl, Phys. Lett. 50 B (1974) 445
10. J. Péter, "Intern. School-Seminar on Reactions of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of new Elements", Dubna, 1975
11. R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker, Ann. Rev. Nucl. Sci., 15 (1965) 1
12. R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker, Nuclear Tracks in Solids, University of California Press, Berkeley, Los Angeles, London, 1975
13. E. Schopper, F. Granzer, G. Haase, D. Haseganu, G. Henig, J.U. Schott, F. Wendnagel, F. Zörgiebel, Proc. 13th Intern. Cosmic Ray Conf., Denver, 4 (1973) 2855
14. S. Krishnaswami, D. Lal, N. Prabhu, A.S. Tamhane, Science, 174 (1971) 287
15. P. Vater, Diplomarbeit, Kernchemie, Marburg, 1971
16. H.-J. Becker, Diplomarbeit, Kernchemie, Marburg, 1973
17. J. Péter, C. Ngô, B. Taiman, Nucl. Phys. A 250 (1975) 351

18. P. Vater, H.-J. Becker, R. Brandt,
J. of Radioanal. Chem., 32 (1976) 275
19. L.C. Northcliffe, R.F. Schilling,
Nucl. Data Tables, A 7 (1970) 233
20. H.A. Khan, S.A. Durrani, Nucl. Inst. and Meth. 98 (1972) 229
21. W.E. Frahn, Phys. Rev. Lett., 26 (1971) 568
22. R. Zurmühl, Praktische Mathematik, Springer-Verlag,
Berlin, Göttingen, Heidelberg
23. P. Vater, H.-J. Becker, R. Brandt, H. Freiesleben,
Proc. 9th Intern. Conf. on Solid State Nucl. Track Det.,
München, 1976
24. P. Vater, H.-J. Becker, R. Brandt,
Radiochem. Radioanal. Letters, 19 (1974) 87
25. U. Reus, A.M. Habbestad-Wätzig, R.A. Esterlund,
P. Patzelt, J.S. Grant, wird publiziert
26. J.V. Kratz, A.E. Norris, G.T. Seaborg,
Phys. Rev. Lett., 33 (1974) 502
27. V.E. Viola, Nuclear Data Tables, 1 (1967)
28. R. Bass, Nuclear Physics A 231 (1974) 45
29. J.B. Marion, F.C. Young,
Nucl. React. Analysis, North-Holland, Amsterdam (1968)
30. J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, H. Freiesleben,
K.L. Wolf, J.P. Unik, V.E. Viola, Jr.
Phys. Rev. C, 13 (1976) 133

DANKSAGUNGEN

Herrn Prof. Dr. R. Brandt, der mich zu dieser Arbeit angeregt hat und unter dessen Leitung sie ausgeführt wurde, bin ich zu großem Dank verpflichtet.

Die Herren Prof. Dr. I.S. Grant, Dr. R.B. Clark und Dr. A.G. Smith ermöglichten mir die Bestrahlungen am Linearbeschleuniger LINAC, ich danke ihnen für die freundliche Unterstützung, die sie mir bei meinen Aufenthalten in Manchester gewährten.

Herr Dr. J. Péter (Orsay) hat mir Energie-Reichweite-Tabellen für Glimmer überlassen und Bestrahlungen für vorbereitende Experimente am Linearbeschleuniger ALICE durchgeführt.

Herr Dr. H. Freiesleben hat einen Teil der Zwei-Körper-Kinematik-Rechnungen durchgeführt und mit mir über Probleme diskutiert, die bei der Durchführung der Arbeit auftauchten.

Ferner sei den Herren Dr. J. Péter, Dr. T. Lund, H.-J. Becker, Dr. A.H. Boos, Dr. R.A. Esterlund und Dr. D. Molzahn für wissenschaftliche Diskussionen gedankt.

Herr W. Werner hat mir beim Scannen der Proben geholfen. Die Herren W. Wätzig und W. Westmeier haben mich in die Bedienung der Rechenanlage eingewiesen.

Dem Bundesministerium für Forschung und Technologie sowie der GSI danke ich für finanzielle Förderung dieser Arbeit.

LEBENS LAUF

Am 13.9.1940 wurde ich in Pößneck/Thür. als dritter Sohn des Verwaltungsangestellten Kurt Vater und dessen Ehefrau Martha, geb. Patzer, geboren.

Von 1947 bis 1958 besuchte ich die Volks- und Oberschule in Pößneck.

1958 flüchtete ich mit meinen Eltern in die Bundesrepublik. Wir wohnten zuerst in Preetz/Holst., 1960 zogen wir nach Kiel. In Preetz besuchte ich bis zur Reifeprüfung im März 1961 das Gymnasium.

Nach 1 1/2 Jahren Dienstzeit bei der Bundeswehr begann ich im Wintersemester 1962 das Studium der Physik an der Universität Kiel. Nach bestandener Vordiplom-Prüfung setzte ich im Wintersemester 1966 das Studium an der Universität Marburg fort. Im Dezember 1971 bestand ich die Diplom-Hauptprüfung.

Seit Januar 1972 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter im Institut für Kernchemie, jetzt Fachgebiet Kernchemie im FB 14, beschäftigt.

Seit 1972 bin ich verheiratet.

Die vorliegende Dissertation entstand unter Leitung von Herrn Prof. Dr. R. Brandt. Die Bestrahlungen führte ich im Herbst 1974 und Frühjahr 1975 am Schwerionenbeschleuniger LINAC der Universität Manchester durch.

